

**Anregung von Dipol- und Quadrupolmoden
in den stabilen Blei-Isotopen
mit Photonenstreuung am S-DALINAC
und die Kollektivität und Feinstruktur
der Scissors Mode**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Phys. Joachim Enders
aus Frankfurt am Main

Dezember 1999

Darmstadt
D 17

Dissertation eingereicht am 07. Dezember 1999
Mündliche Prüfung am 31. Januar 2000

Prüfer

Professor Dr. rer. nat. Dr. h. c. mult. Achim Richter (Referent)
Professor Dr. rer. nat. Andreas Zilges (Korreferent)
Professor Dr. rer. nat. Panagiotis Manakos
Professor Dr.–Ing. Wolfgang Seelig

Meinen Eltern
in Liebe und Dankbarkeit gewidmet

Barberini: Ihr denkt in Kreisen oder Ellipsen und in gleichmäßigen Schnelligkeiten, einfachen Bewegungen, die euren Gehirnen gemäß sind. Wie, wenn es Gott gefallen hätte, seine Gestirne so laufen zu lassen? (*Er zeichnet mit dem Finger in der Luft eine äußerst verwickelte Bahn mit unregelmäßiger Geschwindigkeit.*) Was würde dann aus euren Berechnungen?

Galilei: Eminenz, hätte Gott die Welt so konstruiert (*er wiederholt Barberinis Bahn*), dann hätte er unsere Gehirne so konstruiert (*er wiederholt dieselbe Bahn*), so daß sie eben diese Bahnen als die einfachsten erkennen würden.

Bertolt Brecht, *Leben des Galilei*

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung niedrigliegender Dipol- und elektrischer Quadrupolmoden in den stabilen Bleisotopen $^{204,206,207,208}\text{Pb}$ mit resonanter Photonenstreuung vorgestellt. Die Experimente wurden am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC unter Verwendung von zwei Euroball-Cluster-Detektoren bei einer Elektronenenergie von $E_0 = 6.75$ MeV durchgeführt.

Insgesamt konnten in ^{208}Pb die Zerfälle von 14 angeregten Zuständen in den Grundzustand beobachtet werden, davon vier erstmals in einem Photonenstreuexperiment. Von den 41 Niveaus, deren Zerfälle in der $^{206}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion detektiert wurden, waren im untersuchten Energiebereich bislang nur 18 bekannt. Die 45 Übergänge, die dem Isotop ^{204}Pb zugewiesen wurden, konnten in keinem früheren Experiment nachgewiesen werden. In ^{207}Pb wurden die Zerfälle von elf Niveaus beobachtet, die bereits aus früheren Experimenten bekannt waren.

Die summierte E1-Anregungsstärke zwischen 4 MeV und der Endpunktenergie beträgt in ^{208}Pb $\sum B(\text{E1}) \uparrow = 944(76) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$, in ^{206}Pb $\sum B(\text{E1}) \uparrow = 391(67) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ und in ^{204}Pb $\sum B(\text{E1}) \uparrow = 235(73) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$. Dabei wurde besonders mit theoretischen Voraussagen im Quasiteilchen-Phonon-Modell (QPM) verglichen. Es zeigte sich, daß die experimentellen Resultate gut durch die Modellrechnungen reproduziert werden. Im Rahmen des QPM wird die niedrigliegende lokale E1-Stärkekonzentration nicht durch einen kollektiven Effekt, sondern durch die Interferenz von Ein- und Zweiphonon-Beiträgen hervorgerufen.

Anhand der elektrischen Quadrupolstärkeverteilung in ^{208}Pb wird die mögliche Evidenz für die Anregung einer Doppeloktupol-Vibration mit $J^\pi = 2^+$ diskutiert. Trotz der hohen Sensitivität des im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kernresonanzfluoreszenzexperiments konnten keine Kandidaten für eine derartige Anregung identifiziert werden. Auch im Vergleich mit Kandidaten aus anderen Experimenten zeigte sich im Vergleich mit QPM-Vorhersagen kein konsistentes Bild.

Ferner wurde die Scissors Mode, eine 1984 in Darmstadt entdeckte niedrigliegende magnetische Dipol-Bahnmode, systematisch über einen weiten Massenbereich studiert. Dabei wurde ein Summenregelzugang verwendet, der es gestattete, Aufschluß über die kollektiven Eigenschaften der Scissors Mode zu erhalten. Eine vollständig parameterfreie Beschreibung konnte abgeleitet werden, welche die mittlere Anregungsenergie $\omega_{\text{M1}} \approx 3$ MeV in schweren Kernen sowie die vom Quadrat des Deformationsparameters abhängige Anregungsstärke von bis zu $\sum B(\text{M1}) \uparrow \approx 3 \mu_N^2$ in wohldeformierten Kernen beschreibt. Aus der invers energiegewichteten Summenregel konnte extrahiert werden, daß für die Beschreibung der Scissors Mode ausschließlich kollektive Größen benötigt werden, die durch

die Anregungsenergie und das gyromagnetische Verhältnis des 2_1^+ -Zustands der Grundzustandsrotationsbande, der Anregungsenergie der isovektoriellen Dipolriesenresonanz und der isoskalaren Quadrupolriesenresonanz festgelegt sind.

Die Niveaus der Scissors Mode in verschiedenen deformierten Kernen wurden zu einem Daten-Ensemble kombiniert. Dieses wurde einer statistischen Analyse der Niveauabstände unterzogen. Die statistischen Verteilungen, die aus den Daten extrahiert werden konnten, zeigen sich konsistent mit dem Poissonschen Verhalten unkorrelierter Zustände. Dieses überraschende Resultat deutet im Vergleich zu Ergebnissen von Untersuchungen zum Quantenchaos auf eine zugrundeliegende reguläre Dynamik des Anregungsmechanismus hin, die mit der Kollektivität der Mode verknüpft ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Methodische Grundlagen	5
2.1	Kernresonanzfluoreszenz	5
2.1.1	Resonante Photonenstreuung	5
2.1.2	Wirkungsquerschnitt	7
2.1.3	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	9
2.1.4	Winkelverteilung	12
2.1.5	Polarisation und Parität	13
2.2	Statistische Analyse von Kernspektren und Quantenchaos	14
2.2.1	Niveaudichten und Entfaltung der Daten	14
2.2.2	Statistische Verteilungen	15
2.2.3	Theorie der Zufallsmatrizen	17
2.2.4	Mischungsmatrixelemente und Fragmentation	20
3	Photonenstreuexperimente mit Cluster-Detektoren am S-DALINAC	21
3.1	Experimenteller Aufbau	22
3.1.1	Meßplatz	22
3.1.2	Detektoren	24
3.1.3	Datenaufnahme	25
3.2	Durchführung der Experimente	27
3.3	Datenauswertung	28
3.3.1	Rohdaten	28
3.3.2	Ansprechwahrscheinlichkeit und Photonenfluß	30
3.3.3	Übergangsstärken, Winkelverteilungen und Anregungsenergien . . .	32

4	Ergebnisse der Photonenstreuung an ^{204,206,207,208}Pb	34
4.1	²⁰⁸ Pb	34
4.1.1	Winkelverteilungen	35
4.1.2	Parität	37
4.1.3	Stärkeverteilung	38
4.1.4	Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen	39
4.2	²⁰⁶ Pb	42
4.2.1	Winkelverteilung und Parität	43
4.2.2	Stärkeverteilung	44
4.2.3	Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen	45
4.3	²⁰⁴ Pb	49
4.3.1	Winkelverteilung und Parität	49
4.3.2	Stärkeverteilung	50
4.4	²⁰⁷ Pb	53
4.4.1	Winkelverteilung und Parität	53
4.4.2	Stärkeverteilung	53
4.4.3	Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen	55
5	Elektrische Dipolstärke in den stabilen Blei-Isotopen	57
5.1	Systematik der elektrischen Dipolstärke	58
5.2	Vergleich mit Vorhersagen des Quasiteilchen-Phonon-Modells	62
5.2.1	Quasiteilchen-Phonon-Modell	62
5.2.2	Ergebnisse der Quasiteilchen-Phonon-Modell-Rechnungen und Diskussion	64
5.3	Beiträge magnetischer Dipolstärke	69
5.3.1	Abschätzung der M1-Stärke aus Schalenmodellrechnungen	69
5.3.2	‘Isoskalare’ M1-Stärke	71

6	Suche nach einer Doppeloktupol-Anregung in ^{208}Pb	73
6.1	Motivation	73
6.2	E2-Stärkeverteilung	75
6.3	Diskussion	77
6.3.1	Vergleich mit Rechnungen im Quasiteilchen-Phonon-Modell	77
6.3.2	Nachweisgrenzen	78
6.3.3	Kandidaten für einen $(3_1^- \otimes 3_1^-; 2^+)$ -Zustand	78
6.3.4	Schlußfolgerung	80
7	Phänomenologische Analyse der Scissors Mode	81
7.1	Datensatz	82
7.2	Summenregelzugang	86
7.3	Physikalische Parameter	88
7.4	Anregungsenergie und Summenstärke	90
7.4.1	Berücksichtigung hochliegender M1-Stärke	90
7.4.2	Anregungsenergie	92
7.4.3	Anregungsstärke	94
7.4.4	Hochliegende Bahn-M1-Stärke	96
7.5	Schlußfolgerung und Ergänzungen	97
8	Statistische Abstandsanalyse von Zuständen der Scissors Mode	99
8.1	Datenanalyse	100
8.1.1	Datensatz	100
8.1.2	Simulation experimenteller Einflüsse	101
8.1.3	Entfaltung	102
8.2	Feinstruktur der Scissors Mode	104
8.3	Kerne ungerader Massenzahl	110
8.4	Fazit	113
9	Schlußbemerkungen und Ausblick	114
A	Winkelverteilungen	118
	Quellenverzeichnis	129

Kapitel 1

Einleitung

Die Kernstrukturphysik [1–4] beschäftigt sich mit dem Studium von Eigenschaften des Grundzustandes und angeregter Zustände in Atomkernen mit dem Ziel, den Aufbau und die grundlegenden Wechselwirkungsmechanismen im nuklearen Vielteilchensystem zu verstehen. Dabei werden effektive Näherungsverfahren angewendet und Modellbildungen erarbeitet, die spezielle Gesichtspunkte der Kernstruktureigenschaften widerspiegeln und in der Lage sind, Kenngrößen der untersuchten Zustände wie etwa Anregungsenergien, Quantenzahlen oder Matrixelemente zu reproduzieren.

Von besonderem Interesse sind hierbei kollektive Anregungen des Atomkerns [2], zu denen viele Nukleonen in kohärenter Weise beitragen. Diese Klasse von Zuständen kann oft mit einer geometrischen Bewegung assoziiert werden und gibt so Aufschluß über die Dynamik des nuklearen Mediums. So findet man bei hohen Anregungsenergien beispielsweise Riesenresonanzen [5] wie die elektrische Dipolriesenresonanz [6], die als gegenphasige Entmischungsschwingung von Protonen und Neutronen verstanden werden kann (IVGDR, Isovector Giant Dipole Resonance). Bei niedrigen Anregungsenergien finden sich Signaturen von Form- bzw. Oberflächenschwingungen (sog. Phononen) natürlicher Parität sowie Rotationsbanden im Falle deformierter Kerne [2]. Diese elementaren Anregungen können koppeln und so Multiphonon–Multipletts mit Zuständen bestimmten Drehimpulses und bestimmter Parität bilden.

Eine Überprüfung von Kernstrukturmodellen erfolgt durch den Vergleich mit experimentellen Resultaten. Dazu benötigt man eine möglichst vollständige Information über bestimmte Observablen in festgelegten Parameterbereichen, z. B. Zustände mit gleichen Quantenzahlen in definierten Anregungsenergiebereichen. Hierbei ist es von besonderem Vorteil, wenn die Resultate modellunabhängig extrahiert werden können und die experimentellen Methoden zusätzlich im untersuchten Parameterbereich eine hohe Sensitivität besitzen.

Streuexperimente mit elektromagnetischen Sonden erlauben wegen der wohlverstandenen Wechselwirkung eine weitgehend modellfreie Bestimmung von Quantenzahlen und wichtigen Observablen des nuklearen Vielteilchensystems. In der Streuung reeller Photonen [7,8] oder Kernresonanzfluoreszenz (KRF) als einem Beispiel eines elektromagnetischen Prozesses sind niedrige Multipolaritäten wegen des geringen Impulsübertrags besonders gut

studierbar. Vor allem dank der hohen Energieauflösung, die durch die Verwendung moderner Germaniumdetektoren erreicht wird, ist KRF eine sehr sensitive Methode mit niedrigen Nachweisgrenzen zur Untersuchung von Dipolanregungen unterhalb der Teilchenemissionsschwelle. Sie hat im letzten Jahrzehnt zu einer weitgespannten Systematik elektrischer und magnetischer Dipolmoden geführt (siehe z. B. [8]).

Neben der hohen Energieauflösung benötigt man für den sensitiven Nachweis hochenergetischer Photonen ein hohes intrinsisches Ansprechvermögen der verwendeten Detektoren, ggf. auch in Verbindung mit einer großen Raumwinkelabdeckung. Diese Forderung hat für verschiedene Experimente zum Vorschlag bzw. dem Aufbau von Anordnungen großvolumiger Germaniumdetektoren geführt, die nahezu den vollständigen Raumwinkel abdecken. Beispiele hierfür sind die Projekte Gammasphere [9], Euroball [10] und Miniball [11]. Insbesondere wurde ein spezielles Detektorkonzept entwickelt, bei dem die gemeinsame Anordnung von sieben großvolumigen HPGe-Kristalle in dichter Packung in einem gemeinsamen Kryostaten realisiert wurde. Diese sogenannten Cluster-Detektoren [12] verbinden eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit mit der für Hochspinexperimente und für die Dopplerkorrektur wichtigen Granularität und können auch als Compton-Polarimeter [13] zur Untersuchung der Polarisation der emittierten Strahlung dienen.

Zum Erreichen einer hohen statistischen Genauigkeit wird ferner ein intensiver Primärstrahl benötigt. Gerade bei Experimenten mit hohen Zählraten sind dabei kontinuierliche oder quasi-kontinuierliche Teilchenstrahlen vorteilhaft, da zufällige Koinzidenzen oder Signalüberlagerungen ('pile-up') drastisch reduziert werden. Eine Möglichkeit, einen quasi-kontinuierlichen Elektronenstrahl ('continuous wave mode') zu beschleunigen, besteht in der Verwendung supraleitender Hochfrequenzkavitäten wie z. B. am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC [14].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden elektrische und magnetische Anregungen niedriger Multipolarität in schweren Kernen durch Photonenstreuexperimente am S-DALINAC untersucht. Für diese Experimente stand ein Aufbau mit zwei Cluster-Detektoren zur Verfügung. Ferner wurde versucht, die hier und früher erzielten Ergebnisse zur elektrischen und magnetischen Dipolantwort zu systematisieren und phänomenologisch zu verstehen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die im folgenden skizzierten Fragestellungen genauer bearbeitet.

In den letzten Jahren wurde in KRF-Experimenten eine dominant isoskalare E1-Mode systematisch untersucht, die aus der Kopplung einer niedrigliegenden Quadrupol- an eine Oktupolvibration entsteht [8]. Diese Interpretation wurde durch Zerfallsstudien [15, 16] und Modellrechnungen im Quasiteilchen-Phonon-Modell (QPM) bestätigt [17]. Im Anregungsenergiebereich zwischen der IVGDR und der Quadrupol-Oktupol-Vibration erwartet man, ausgehend von theoretischen Modellen [18], Interferenzeffekte zwischen Ein- und Zweiphononbeiträgen, die eine komplexe Feinstruktur der E1-Stärke erzeugen. Dies ist bereits vor längerer Zeit in Neutroneneinfangreaktionen [19, 20] und Photonenstreuung

mit markierten Photonen [21] beobachtet worden, die man — im Gegensatz zur ‘Riesen’-Resonanz — häufig als ‘Pygmy’-Resonanz bezeichnet. Einige theoretische Ansätze vermuten, daß diese Anregungen durch einen kollektiven Effekt hervorgerufen werden, der als Vibration einer ‘Neutronenhaut’ gegen einen Restkern mit $N \approx Z$ verstanden werden kann [22–24] bzw. als Oszillation von Nukleonengruppen mit Isospin Null gegen die übrigen Nukleonen im Kern [25]. Zur Klärung dieser Frage ist ein detailliertes Studium der Feinstruktur der Pygmy-Resonanz erforderlich. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Untersuchung der Blei-Isotopenkette $^{204,206,208}\text{Pb}$ ergänzte die in jüngster Zeit gesammelten Befunde [18, 26, 27] an den Schalenabschüssen $Z = 50$ und $N = 82$.

Im Kern ^{208}Pb bot ein sensitives KRF-Experiment ferner die Möglichkeit, nach einer Doppeloktupol-Anregung mit $J^\pi = 2^+$ zu suchen. Als einziger stabiler schwerer Kern besitzt ^{208}Pb als ersten niedrigstliegenden Zustand einen kollektiv angeregten 3^- -Zustand [28]. Dennoch konnte bisher mit Ausnahme des 0^+ -Zustands [29] noch kein weiterer Zustand des Quadrupletts mit Spin $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ identifiziert werden. Rechnungen [30] im Quasiteilchen-Phonon-Modell (QPM), die die experimentellen Stärkeverteilungen gut reproduzieren, sagten für eine Doppeloktupolvibration eine Anregungsstärke voraus, die in KRF-Experimenten ein meßbares Signal ergeben sollten.

Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit wird von der Untersuchung niedrigliegender magnetischer Dipol-Bahnstärke in schweren, vornehmlich deformierten Kernen gebildet. Bei Anregungsenergien um 3 MeV findet man die sog. Scissors Mode [31], die als gegenphasige Rotationsschwingung der deformierten Protonen- und Neutronenkörper verstanden werden kann [32, 33]. Nach ihrer erstmaligen Identifizierung in hochauflösenden Elektronenstreuexperimenten [31] in Darmstadt wurde in der letzten Dekade vornehmlich in KRF-Experimenten eine weite Massensystematik erarbeitet [8]. Ausgehend von den experimentellen Befunden konnten phänomenologische oder modellbasierte Studien Abhängigkeiten der Bahn-M1-Stärke von der Kerndeformation und von der Zahl der Valenznukleonen etablieren [34–37]. Mikroskopische Theorien zeitigen hingegen ein z. T. uneinheitliches Bild (vgl. den Übersichtsartikel [38]). Neben den Kernen gerader Massenzahl konnte die Scissors Mode auch in Kernen mit einem ungepaarten Proton oder Neutron identifiziert werden [39], bei denen die M1-Stärke stark fragmentiert ist und im Rahmen einer Einzellinienanalyse nicht mehr vollständig extrahiert werden kann. Die Bestimmung der Gesamtstärke kann aber mit Hilfe eines Autokorrelationsverfahrens [40] aus den gemessenen Spektren erfolgen [41–44].

Die vorliegende Arbeit setzte bei einer phänomenologischen Beschreibung der Scissors Mode in den Kernen gerader Massenzahl an und versuchte, Stärke und Anregungsenergie möglichst modellunabhängig zu extrahieren. Die für eine zufriedenstellende Beschreibung des experimentellen Datensatzes benötigten Parameter erlaubten es, die seit langem diskutierte Frage nach der Kollektivität der Scissors Mode zu beantworten.

Die verfügbare Feinstrukturinformation über Dipolmoden in Theorie wie Experiment haben in den vergangenen Jahren zu einem reichen Datensatz geführt, der in den betrach-

teten Energiebereichen praktisch alle angeregten Zustände mit Drehimpuls $J = 1$ und häufig noch zusätzlich die Paritätsinformation enthält. Aus diesen Niveaus, die sich auf viele Kerne verteilen, kann ein gemeinsames Datenensemble erstellt werden, das statistisch analysiert werden kann. Diese Vorgehensweise wurde so z. B. in Ref. [45] für die Untersuchung von Protonen- und Neutronenresonanzen verwendet. Somit ist es möglich, sich dem nuklearen Vielteilchenproblem von einem statistischen Ansatz aus zu nähern [46], selbst wenn die Niveaufolgen in den einzelnen Kernen zu kurz sind, um statistisch signifikante Aussagen machen zu können. Zu einer statistischen Analyse eignet sich vor allem die Betrachtung von Niveauabständen und Korrelationen zwischen Zuständen mit gleichen Quantenzahlen. Durch Normierung auf die Mittelwerte können die Eigenschaften verschiedener Kerne und Anregungsmoden miteinander verglichen werden. Ferner ist ein Vergleich mit Ergebnissen der Theorie der Zufallsmatrizen [47, 48] möglich, um einen prinzipiellen Aufschluß über die Struktur des Hamiltonoperators zu erhalten.

Dieser mathematische Apparat gestattet zum einen eine adäquate Beschreibung vieler wellenphysikalischer Phänomene (vgl. z. B. den Übersichtsartikel [49]). Zum anderen kann aus der Betrachtung von Systemen mit wenigen Freiheitsgraden und bestimmten Invarianzeigenschaften, z. B. Mikrowellen-Billards [50], auf die Regularität und Chaotizität klassischer Analogsysteme geschlossen werden. Die bisher untersuchten Anregungsmoden, Energie- und Spinbereiche in Atomkernen legten nahe, daß kollektive Bewegungen bei niedrigsten Energien mit ‘regulären’ Strukturen, hohe Anregungsenergien aber in der Regel mit ‘chaotischer’ Vielteilchenbewegung verknüpft sind, die sich jeweils durch bestimmtes statistisches Verhalten ihrer Niveauabstände auszeichnen (vgl. z. B. [1, 45, 51, 52]).

Bei intermediären Anregungsenergien wie im Bereich der Scissors Mode lagen bislang nur wenige Daten vor. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit die Feinstruktur der Bahn-M1-Stärke in schweren Kernen bei niedrigen Anregungsenergien mit einer statistischen Analyse der Niveauabstände untersucht.

In Kap. 2 werden zunächst die methodischen Grundlagen zusammengestellt, woran sich in Kap. 3 die Vorstellung des Photonenstreuexperiments anschließt. In Kap. 4 folgt die Darstellung der experimentellen Ergebnisse. Kapitel 5 und 6 diskutieren zwei Aspekte der Interpretation dieser Daten: die Suche nach der Doppeloktupolvibration und das systematische Studium der Dipolstärkeverteilungen in den stabilen Blei-Isotopen. In Kap. 7 wird eine phänomenologische Analyse der kollektiven Eigenschaften der M1 Scissors Mode vorgestellt. Anschließend wird die Feinstruktur der Scissors Mode mit statistischen Methoden untersucht (Kap. 8). Die Arbeit wird durch Schlußbemerkungen in Kap. 9 beendet. Es schließt sich ein Anhang mit der Darstellung der experimentellen Winkelverteilungen an (Anhang A).

Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht bzw. sind zur Veröffentlichung eingereicht [53, 54].

Kapitel 2

Methodische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die methodischen Grundlagen beschrieben. Dazu wird im ersten Abschnitt die Methode der Kernresonanzfluoreszenz (reelle Photonenstreuung) vorgestellt. Es schließt sich eine Einführung in die statistische Untersuchung von Niveaubständen in Atomkernen an.

2.1 Kernresonanzfluoreszenz

2.1.1 Resonante Photonenstreuung

Resonanzfluoreszenz bei der Anregung von Niveaus in Atomkernen ist eine etablierte Methode zur Untersuchung von Kernstruktureigenschaften (vgl. z. B. [7, 8]). Wie in Abb. 2.1 angedeutet, wird dabei der Atomkern in einem ersten Schritt aus dem Grundzustand mit Drehimpuls J_0 in einen Zustand bei Energie E_x mit Drehimpuls J angeregt. Wegen des geringen Impulses des Photons werden auf diese Weise bevorzugt solche Zustände angeregt, die sich vom Grundzustand über einen elektrischen oder magnetischen Dipolübergang, mit geringerer Wahrscheinlichkeit auch über einen elektrischen Quadrupolübergang erreichen lassen. Für die Multipolordnung λ gilt die Dreiecksrelation für Drehimpulse

$$|J - J_0| \leq \lambda \leq J + J_0, \quad (2.1)$$

für den Multipolcharakter σ gelten die Auswahlregeln der Parität von Grundzustand π_0 und angeregtem Zustand π

$$\begin{aligned} \pi_0 &= (-1)^\lambda \pi && \text{für } E\lambda\text{-Strahlung,} \\ \pi_0 &= (-1)^{\lambda+1} \pi && \text{für } M\lambda\text{-Strahlung.} \end{aligned} \quad (2.2)$$

In einem zweiten Schritt zerfällt nun der angeregte Kern entweder mit Partialbreite Γ_0 zurück in den Grundzustand oder mit einer Partialbreite Γ_f in andere angeregte Zustände J_f . Die totale Linienbreite Γ ist dabei als Summe aller Partialbreiten von energetisch möglichen Übergängen

$$\Gamma = \sum_f \Gamma_f = \frac{\hbar}{\tau} \quad (2.3)$$

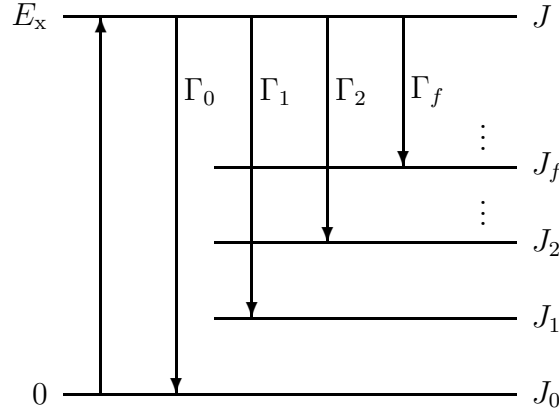


Abb. 2.1: Anregung und Zerfall eines Zustandes mit Anregungsenergie E_x im Kern. Die Anregung erfolgt aus dem Grundzustand mit Energie 0 und Drehimpuls J_0 in den angeregten Zustand mit Drehimpuls J durch Absorption eines Photons. Durch Emission eines Photons zerfällt der Zustand mit Drehimpuls J entweder mit der Partialbreite Γ_0 zurück zum Grundzustand oder in einen anderen Zustand mit Drehimpuls J_f (mit Partialbreite Γ_f).

festgelegt und mit der Lebensdauer τ des Niveaus verknüpft. Für Zustände oberhalb der Teilchenschwelle schließt die Summe über alle Partialbreiten auch die Teilchenemission ein. Das Verhältnis von Partialbreite zur totalen Breite wird als Verzweigungsverhältnis $b_f = \Gamma_f/\Gamma$ bezeichnet.

Im Gegensatz zum sichtbaren Bereich, wo Resonanzfluoreszenz die Möglichkeit bezeichnet, durch ein von einem Atom bzw. Molekül emittiertes Photon ein anderes, identisches anzuregen, tritt bei Kernen und Photonen im MeV-Bereich ein im Vergleich zur Linienbreite großer Rückstoß auf. Dieser beträgt für einen Kern der Masse M , der ein γ -Quant der Energie E_γ emittiert, gerade

$$\Delta E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}. \quad (2.4)$$

Für schwere Kerne führt dies auf Rückstoß-Energieverschiebungen ΔE_R von einigen 10 eV, die im Kontrast zu typischen Linienbreiten Γ von einigen 100 meV bis zu einigen eV für Niveaus unterhalb der Teilchenschwelle stehen. Nur in speziellen Fällen, nämlich beim Mößbauereffekt, ist es möglich, daß der Rückstoß bei Emission oder Absorption eines Photons vom umgebenden Kristallgitter aufgenommen wird.

Für den resonanten Streuprozeß, d. h. die unmittelbare Absorption und Emission eines Photons durch einen Kern, hängt die Verschiebung der Photonenenergie vom Streuwinkel Θ ab. Das rührt daher, daß der bei der Anregung rückgestoßene Kern noch nicht wieder zur Ruhe gekommen ist und sich beim Zerfall noch bewegt. Man findet, daß die Energieverschiebung durch Rückstoß und Dopplereffekt bis zur Ordnung E_γ/Mc^2 der Beziehung

$$\Delta E_R = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2}(1 - 2 \cos \Theta) \quad (2.5)$$

genügt.

2.1.2 Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_f für einen Photonenstreuprozeß aus dem Grundzustand über einen angeregten Zustand in einen Endzustand mit Drehimpuls J_f hat typischerweise Lorentzform

$$\sigma_f(E) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 g \Gamma_0 \Gamma_f \frac{1}{(E - E_x)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (2.6)$$

Die Energie des Photons wird mit E , das Resonanzmaximum mit E_x und die Breite des Zustands mit Γ bezeichnet. Der statistische Faktor $g = (2J + 1)/(2J_0 + 1)$ trägt hier dem Verhältnis der entarteten J_z -Unterzustände Rechnung. Der Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} ergibt sich aus der Summe über alle Zerfallskanäle

$$\sigma_{\text{abs}}(E) = \sum_{f=0} \sigma_f(E). \quad (2.7)$$

Zerlegt man die Lorentzform in einen energieabhängigen Teil sowie die Amplitude (d. h. das Resonanzmaximum), so erhält man mit

$$\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} = 2\pi \left(\frac{\hbar c}{E_x} \right)^2 g \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \quad (2.8)$$

für Gl. (2.6) den Ausdruck

$$\sigma_f(E) = \sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \frac{1}{1 + \left[\frac{2(E - E_x)}{\Gamma} \right]^2}. \quad (2.9)$$

Infolge der endlichen Temperatur der experimentellen Probe besitzen die zu untersuchenden Kerne eine Geschwindigkeitsverteilung, mit der eine energetische Verteilungsfunktion $w(E')$ verknüpft ist. Diese hängt von der betrachteten Energie E sowie der Masse M und der effektiven Temperatur T_{eff} der Targetkerne ab

$$w(E') dE' = \frac{1}{\Delta \sqrt{\pi}} \exp \left[- \left(\frac{E' - E}{\Delta} \right)^2 \right] dE'. \quad (2.10)$$

Die Dopplerbreite wird mit Δ bezeichnet und bestimmt sich aus

$$\Delta = E \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{eff}}}{Mc^2}}, \quad (2.11)$$

wobei die effektive Temperatur durch den Einfluß der Bindung im Festkörper oft aus der absoluten Temperatur T und der Debyetemperatur Θ_D abgeschätzt werden kann [7].

Die effektive Energieabhängigkeit einer Resonanz ergibt sich aus der Faltung der intrinsischen Lorentzform aus Gleichung (2.9) mit der gaußförmigen Verteilungsfunktion (2.10)

$$\sigma_f(E, T) = \int \sigma_f(E') w(E', E, T) dE' =: \sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \psi'(E, T). \quad (2.12)$$

Für diese Beziehung und die Linienform ψ' erhält man unter Verwendung der Abkürzungen

$$x = \frac{2(E - E_x)}{\Gamma}, \quad y = \frac{2(E' - E_x)}{\Gamma} \quad \text{und} \quad \tau' = \frac{\Delta^2}{\Gamma^2} \quad (2.13)$$

$$\sigma_f(x, \tau') = \sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \psi(x, \tau') \quad (2.14)$$

mit der Linienform

$$\psi(x, \tau') = \frac{1}{2\sqrt{\pi\tau'}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \frac{1}{1+y^2} \exp\left[-\frac{(x-y)^2}{4\tau'}\right]. \quad (2.15)$$

Im Grenzfall $\Gamma \gg \Delta$ bleibt damit die Lorentzform der Linie erhalten, für $\Gamma \ll \Delta$ hingegen erhält man eine gaußförmige Resonanzstruktur.

Die mit Germaniumdetektoren erreichbare absolute Energieauflösung ($\Delta E_{1/2}$) von einigen keV bei Photonenenergien von einigen MeV ist im Vergleich zu den intrinsischen bzw. dopplerverbreiterten Linienbreiten (Γ , Δ) um einige Größenordnungen schlechter. Es ist daher sinnvoll, den energieintegrierten Wirkungsquerschnitt

$$I_f = \int \sigma_f(E, T) dE \quad (2.16)$$

zu betrachten. Das hierbei auftretende Integral $\int \psi(x, \tau') dx = \pi$ ist unabhängig von τ' , so daß sich Gleichung (2.16) vereinfacht zu

$$\begin{aligned} I_f &= \frac{\pi}{2} \Gamma_f \sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \\ &= \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{E_x}\right)^2 g \frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

2.1.3 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Die Anzahl der gemessenen Ereignisse \mathcal{A}_f , die bei der Streuung an einem Target mit N_K Kernen akkumuliert wird, hängt von der einfallenden Photonenstromdichte N_γ und der intrinsischen Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ε_i ab. Bezeichnet man die Raumwinkelabdeckung des Detektors mit $\Delta\Omega$, die Meßzeit mit T_M und die Winkelverteilung mit W so gilt

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_f &= \int_{T_M} dt \int_{\Delta\Omega} d\Omega \int_{E_x - \delta E}^{E_x + \delta E} dE N_K N_\gamma(E, t) \varepsilon_i(E_x - E_f) \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{W_f}{4\pi} \\
 &= N_K \varepsilon_i(E_x - E_f) \int_{E_x - \delta E}^{E_x + \delta E} dE \Phi_\gamma(E) \sigma_f(E) \frac{\int W_f(\Theta) d\Omega}{4\pi} \\
 &= N_K \Phi_\gamma(E_x) \varepsilon_i(E_x - E_f) W_f^{\text{eff}} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \int_{E_x - \delta E}^{E_x + \delta E} dE \sigma_f(E) \eta(E). \quad (2.18)
 \end{aligned}$$

Für diese Gleichungen wurde verwendet, daß die Winkelverteilungsfunktion $W = W_f$ über den Raumwinkel gemittelt einer effektiven Verteilung $W^{\text{eff}}(\Theta, \Delta\Omega)$ entspricht. Ferner wurde wieder eine Energieintegration wie schon in Gl. (2.16) durchgeführt, da die intrinsischen bzw. dopplerverbreiterten Linienbreiten kleiner sind als die experimentell erreichte Auflösung; die Energieintegration erfolgt um die Anregungsenergie. Der zeitintegrierte Photonenfluß $\Phi_\gamma = \int N_\gamma dt$ hängt in der Regel im Integrationsintervall $E_x \pm \delta E$ nur schwach von der Energie ab. Besonders für dicke Targets und große Wirkungsquerschnitte treten allerdings Selbstabsorptionseffekte auf, die gerade im Bereich des Maximums des Wirkungsquerschnitts den Photonenfluß stark beeinflussen können. Diesem Einfluß wurde in Gl. (2.18) durch Einführung des Schwächungsfaktors $\eta(E)$ bereits Rechnung getragen.

Dünne Targets

Für hinreichend dünne Targets mit $\eta \approx 1$ kann aus Gl. (2.18) mit (2.16) der integrierte Wirkungsquerschnitt bestimmt werden

$$I_f \approx \int dE \sigma_f \eta = \frac{4\pi \mathcal{A}_f}{N_K \Phi_\gamma \varepsilon_{if} W^{\text{eff}} \Delta\Omega}. \quad (2.19)$$

Die Absolutbestimmung von Photonenfluß und Nachweiswahrscheinlichkeit (bzw. das Produkt dieser beiden Größen) erfolgt durch Mitmessen eines Materials mit wohlbekannten Übergängen (indiziert mit c) als Referenz

$$I_f = I_f^c \frac{\mathcal{A}_f}{\mathcal{A}_f^c} \frac{N_K^c}{N_K} \frac{\Phi_\gamma^c}{\Phi_\gamma} \frac{\varepsilon_{if}^c}{\varepsilon_{if}} \frac{W^{\text{eff } c}}{W^{\text{eff}}}. \quad (2.20)$$

Dicke Targets: Selbstabsorption

Bei dicken Targets und verhältnismäßig starken Anregungen trifft die Annahme $\eta \approx 1$ nicht mehr allgemein zu. Der für den Anregungsprozeß zur Verfügung stehende Photonenfluß (charakterisiert durch den Schwächungsfaktor η) nimmt besonders im Bereich der Resonanz exponentiell mit der durchstrahlten Materialdicke ab [7, 55–57]. Die Transmission des einfallenden Photonenspektrums, die durch η charakterisiert wird, hängt detailliert von Energie, Materialdicke und dem resonanten sowie dem nichtresonanten Absorptionsquerschnitt ab

$$\begin{aligned}\eta &= \int_0^d dz \exp[-z(\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi'(E, T) + \kappa_{\text{NR}})] \\ &= \frac{1 - \exp[-d(\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi'(E, T) + \kappa_{\text{NR}})]}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi'(E, T) + \kappa_{\text{NR}}}.\end{aligned}\quad (2.21)$$

Die Massenbelegung des Targets wird durch d , der nichtresonante Streuquerschnitt durch κ_{NR} gekennzeichnet. Die nichtresonanten Querschnitte sind energieabhängig und z. B. in [58] tabelliert. Durch einen geschickten Targetaufbau (sog. Sandwich-Target aus alternierenden Scheiben von zu messender Substanz und Eichmaterial oder durch Mischung dieser Stoffe) kann vermieden werden, daß zusätzlich noch Effekte durch rein nichtresonante Prozesse berücksichtigt werden müssen.

Unter Verwendung der Abkürzung

$$\zeta_f = N_K \Phi_\gamma(E_x) \varepsilon_i(E_x - E_f) W_f^{\text{eff}} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \quad (2.22)$$

kann Gl. (2.18) dann wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_f &= \zeta_f \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \int_{E_x - \delta E}^{E_x + \delta E} dE \frac{1 - \exp[-d(\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi'(E, T) + \kappa_{\text{NR}})]}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi'(E, T) + \kappa_{\text{NR}}} \sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi(x, \tau') \\ &= \frac{\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \Gamma_f \zeta_f}{2} \int dx \frac{1 - \exp[-d(\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi(x, \tau') + \kappa_{\text{NR}})]}{\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}} \cdot \psi(x, \tau') + \kappa_{\text{NR}}} \psi(x, \tau')\end{aligned}\quad (2.23)$$

Diese Gleichung muß numerisch gelöst werden. Es ist ein iterativer Prozeß nötig, in dem für die gegebenen experimentellen Bedingungen jeweils für eine bestimmte Resonanz die totale Zerfallsbreite ermittelt wird. Dies muß sowohl für das Eichmaterial wie für die zu untersuchende Substanz geschehen.

Übergangsstärke und reduzierte Breite

Wenn alle Zerfallszweige bekannt sind, kann die Übergangsbreite aus Gl. (2.17) bzw. im Rahmen der numerischen Lösung des Selbstabsorptionsproblems ermittelt werden. Aus

dieser folgt dann unmittelbar die reduzierte Übergangsstärke

$$\Gamma_f = 8\pi \sum_{\lambda} \frac{\lambda + 1}{\lambda [(2\lambda + 1)!!]^2} \left(\frac{E_x - E_f}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} B(\sigma\lambda) \downarrow \quad (2.24)$$

mit

$$B(\sigma\lambda) \downarrow = \frac{1}{g} B(\sigma\lambda) \uparrow, \quad (2.25)$$

die mit dem Betragsquadrat des reduzierten Matrixelements verknüpft ist

$$B(\sigma\lambda) \uparrow = \sum_{M,m} |\langle J_n^\pi M | \mathcal{M}(\sigma\lambda m) | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{2J_0 + 1} |\langle J_n^\pi || \mathcal{M}(\sigma\lambda) || 0 \rangle|^2 \quad (2.26)$$

und die Mittelung über die magnetischen Quantenzahlen M enthält.

Bei der Bestimmung der Übergangsstärken werden also Dipolübergänge mit der dritten Potenz der Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand, Quadrupolübergänge zur fünften Potenz gewichtet. Läßt sich der Multipolcharakter von Dipolübergängen nicht klar zuordnen — das ist dann der Fall, wenn die Parität eines Zustands unbekannt ist — so ist es sinnvoll, elektrische und magnetische Dipolübergänge durch eine reduzierte Breite auszudrücken. Speziell für den Zerfall in den Grundzustand (mit $E_\gamma \approx E_x$) schreibt man

$$g \Gamma_0^{\text{red}} := g \frac{\Gamma_0}{E_x^3}. \quad (2.27)$$

Zwischen der reduzierten Grundzustandsbreite $g \Gamma_0^{\text{red}}$ und den E1- bzw. M1-Stärken gilt die Beziehung

$$\frac{g \Gamma_0^{\text{red}}}{(\text{meV}/\text{MeV}^3)} \hat{=} 1.047 \frac{B(\text{E1}) \uparrow}{(10^{-3} e^2 \text{ fm}^2)} \quad (2.28)$$

$$\frac{g \Gamma_0^{\text{red}}}{(\text{meV}/\text{MeV}^3)} \hat{=} 11.57 \frac{B(\text{M1}) \uparrow}{(\mu_N^2)}. \quad (2.29)$$

Wenn es die Auswahlregeln gestatten, können auch mehrere Multipolaritäten zu einer Partialbreite beitragen. Allerdings nimmt der Beitrag mit wachsender Multipolordnung rasch ab, und magnetische Übergänge sind gegenüber elektrischen in gleicher Multipolordnung unterdrückt (vgl. z. B. [59]). Am wichtigsten ist der Fall, bei dem M1- und E2-Strahlung zur Übergangsbreite beitragen. Allgemein definiert man den Multipol-Mischungsparameter δ für den Übergang zwischen den Zuständen $|\alpha\rangle$ und $|\beta\rangle$ als Verhältnis der reduzierten Matrixelemente

$$\delta = \frac{\langle \alpha || \mathcal{M}(\sigma, \lambda + 1) || \beta \rangle}{\langle \alpha || \mathcal{M}(\sigma, \lambda) || \beta \rangle}. \quad (2.30)$$

Das Vorzeichen des Mischungsparameters hängt dabei von der Konvention ab, welcher der Zustände $|\alpha\rangle$ und $|\beta\rangle$ den Anfangs- bzw. Endzustand eines Übergangs markiert [60–62].

Für die Photonenstreuung ist die Wahl der Vorzeichenkonvention von Biedenharn und Rose [60] sinnvoll, die Anregungs- und Zerfallsprozesse gleich behandelt. Es können daher die z. B. in den Nuclear Data Sheets verwendeten Mischungsparameter in der Konvention von Krane und Steffen [62] aus dem Zerfall direkt übernommen werden.

2.1.4 Winkelverteilung

Die Winkelverteilung hängt im allgemeinen Fall von den Drehimpulsen des Anfangs-, Zwischen- und Endzustandes, der Multipolarität der Strahlung bzw. dem Mischungsparameter sowie ggf. der Polarisierung des Primärstrahls ab. Die Verteilung kann nach Legendrepolyomen P_k entwickelt werden [59]

$$W(\Theta) = \sum_{k_{\text{gerade}}}^{\min(2J, 2\lambda)} A_k(\gamma) A_k(\gamma') P_k(\cos \Theta). \quad (2.31)$$

wobei Θ den Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Quant bezeichnet. Die Entwicklungskoeffizienten $A_k(\gamma), A_k(\gamma')$ sind hier der Anregung und dem Zerfall zugeordnet und können bei Kenntnis des Mischungsparameters aus tabellierten Koeffizienten bestimmt werden [59].

Abbildung 2.2 stellt links die für die Photonenstreuung wichtigsten Spezialfälle für Kerne gerader Protonen- und Neutronenzahl mit Drehimpuls und Parität des Grundzustands von $J^\pi = 0^+$ dar. Im linken Teil des Bildes ist die Strahlungscharakteristik einer Dipolanregung, in der rechten Bildhälfte einer Quadrupolanregung jeweils mit Zerfall zurück zum Grundzustand gezeigt. Diese Winkelverteilungen besitzen lokale Extrema bei Streuwinkeln von $\Theta = 90^\circ$ und $\Theta = 53^\circ$ bzw. 127° . Zur Unterscheidung von Dipol- und Quadrupolmoden in Kernen gerader Massenzahl ist es daher meist ausreichend, zwei Detektoren in der Nähe dieser Extrema zu positionieren. Der Rückwärtswinkel von 127° ist aus experimentellen Gründen vorzuziehen, da hier der nichtresonante Streuuntergrund gegenüber einem Winkel von 53° reduziert ist. Überdies ist die Winkelverteilung für eine (0–1–2)–Kaskade bei 53° und 127° unabhängig vom Multipolmischungsparameter, so daß hier Verzweigungsverhältnisse auch ohne Kenntnis der M1/E2–Mischung direkt bestimmt werden können.

Kerne ungerader Massenzahl besitzen in der Regel eine viel schwächer ausgeprägte Anisotropie der Winkelverteilung. Für diese Kerne ist es nur schwer möglich, die Drehimpulse der angeregten Zustände mit hinreichender Genauigkeit aus der Winkelverteilung zu bestimmen. Überdies ist hier für magnetische Dipolmoden eine mögliche E2–Beimischung wichtig. Zu den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Nukliden gehört das in geringer Anreicherung in den Targets enthaltene ^{207}Pb , dessen Grundzustand einen Drehimpuls und eine Parität von $J^\pi = 1/2^-$ besitzt. Abbildung 2.2 zeigt rechts die Kaskaden $1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$ und $1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2$. Die gezeigte Winkelverteilung für die Anregung

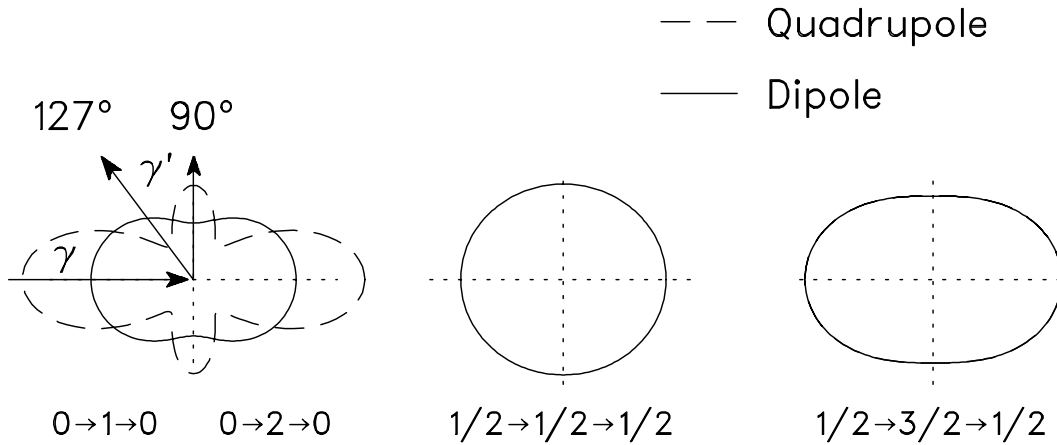


Abb. 2.2: Intensitätsverteilung für Dipol- und Quadrupolstrahlung bei Kernen gerader Massenzahl mit Drehimpuls und Parität des Grundzustands von $J^\pi = 0^+$ und bei Kernen mit einem Grundzustandsdrehimpuls von $J = 1/2$.

eines Zustands mit $J = 3/2$ gilt hierbei sowohl, wenn Dipolstrahlung dominiert ($|\delta| \ll 1$), als auch bei dominierendem Quadrupolanteil ($|\delta| \gg 1$).

2.1.5 Polarisation und Parität

Zur Interpretation der aus den Messungen extrahierten Wirkungsquerschnitte und Niveaubreiten ist es wichtig, die Parität der betrachteten Zustände zu kennen. Diese ist nach Gl. (2.3) direkt mit dem Multipolcharakter der absorbierten bzw. emittierten Strahlung verknüpft. KRF-Experimente bieten die Möglichkeit, Paritätsinformationen modellunabhängig zu erhalten. Dazu wird entweder ein (teilweise) polarisierter Primärstrahl verwendet und die azimutale Winkelverteilung gemessen oder die Linearpolarisation der gestreuten, im Eingangskanal unpolarisierten Strahlung bestimmt. Entsprechend den beiden Möglichkeiten spricht man auch von $(\vec{\gamma}, \gamma')$ - bzw. $(\gamma, \vec{\gamma}')$ -Experimenten. Bei den in Kap. 3 eingehend beschriebenen Experimenten stand ein Detektor zur Messung der Linearpolarisation der gestreuten Strahlung zur Verfügung. Eine detailliertere Betrachtung kann den Refn. [8, 13, 63] entnommen werden.

Die Streuung unpolarisierter Photonen erzeugt in Abhängigkeit vom Multipolcharakter einen zusätzlichen Term in der Winkelverteilung, der vom Winkel zwischen elektrischem Feldvektor und Reaktionsebene abhängt. Weiterhin geht der Streuwinkel selbst ein, und der Grad der Linearpolarisation wird unter einem Streuwinkel von $\Theta = 90^\circ$ maximal.

Die Messung der Linearpolarisation erfolgt unter Ausnutzung der Polarisations sensitivität der Comptonstreuung in einem Detektorarrangement bzw. einem zusammengesetzten oder segmentierten Detektor. Die experimentelle Asymmetrie ϵ der Streuprozesse in der Reaktionsebene respektive senkrecht dazu lässt sich dann aus der geometrie- und

energieabhängigen Sensitivität der Nachweisapparatur Q sowie dem Polarisationsgrad P_γ bestimmen

$$\epsilon(E, \Theta) = \frac{N_{\parallel} - N_{\perp}}{N_{\parallel} + N_{\perp}} = P_\gamma(\Theta) \cdot Q(E). \quad (2.32)$$

Hierbei bezeichnen N_{\parallel} und N_{\perp} die Anzahl der parallel und senkrecht zur Reaktionsebene gestreuten Ereignisse. Für $\Theta \approx 90^\circ$ gilt bei reinen Übergängen $|P_\gamma| = 1$, so daß die experimentelle Asymmetrie durch die Sensitivität des Polarimeters gegeben ist.

2.2 Statistische Analyse von Kernspektren und Quantenchaos

Der Atomkern ist ein Quantensystem mit einer großen Anzahl von Freiheitsgraden. Ein solches System besitzt eine komplexe Struktur, die sich unter anderem in der Verteilung der Eigenwerte äußert. Wie bereits in Kap. 1 angedeutet, untersucht die Kernstrukturphysik diese Eigenwerte, Anregungsenergien von Zuständen bestimmter Quantenzahlen, in Theorie und Experiment. Jedoch ist es in einem komplexen System praktisch unmöglich, jeden Eigenwert und Eigenzustand individuell zu charakterisieren. Statt dessen bietet die Reichhaltigkeit des Spektrums die Möglichkeit, sich dem Studium des Kerns als Quantensystem von einem statistischen Ansatz aus zu nähern.

2.2.1 Niveaudichten und Entfaltung der Daten

Um die statistischen Eigenschaften hinsichtlich Intensität und Niveauabständen in verschiedenen Kernen vergleichbar zu machen (und auf die wesentlichen Unterschiede zu fokussieren), müssen Abhängigkeiten, wie z. B. die Energieabhängigkeit der Niveaudichte entfernt werden. Zusätzlich bezieht man die gemessenen Größen auf den jeweiligen Mittelwert im untersuchten Bereich. Mit dieser Prozedur wird es möglich, das statistische Verhalten verschiedener Massen- und Energiebereiche und verschiedener Anregungsmoden miteinander zu vergleichen (vgl. z. B. [49]). Ferner kann die statistische Aussagekraft bei einem begrenzten spektroskopischen Datensatz erhöht werden, indem man die Ergebnisse aus verschiedenen Kernen in der gleichen Energie- und Massenregion für identische Anregungen einer gemeinsamen Analyse unterwirft, wenn zuvor die Abhängigkeiten entfaltet wurden.

Beschränkt man sich auf das Studium von Niveauabständen, so ist es zweckmäßig, jedes Niveau einzeln zu ‘zählen’. Dazu numeriert man alle angeregten Zustände mit gleichen Quantenzahlen vom Beginn des betrachteten Intervalls aus durch. Mathematisch formal entspricht dies der Treppenfunktion

$$N(E) = \sum_i \Theta(E - E_i), \quad (2.33)$$

mit der Sprungfunktion Θ , die den Zählwert an den Stellen E_i der einzelnen Zustände jeweils um eins erhöht. Eine solche Treppe von Zuständen ist in Teilbild (b) von Abb. 2.3 als Histogramm gezeigt. Die Treppenfunktion repräsentiert eine integrierte Niveaudichte, aus der die Spektralfunktion bzw. Zustandsdichte ρ selbst durch Differentiation abgeleitet werden kann: Das Spektrum wird durch eine Summe von Diracschen Deltafunktionen dargestellt

$$\rho(E) = \sum_i \delta(E - E_i), \quad (2.34)$$

wie im obersten Bild von Abb. 2.3 angedeutet ist.

Der lokale Mittelwert der Niveaudichte ist jedoch nicht über das gesamte Energieintervall konstant. In allen realistischen physikalischen Systemen wächst diese mittlere Niveaudichte insgesamt gesehen an. Diesen Effekt gilt es zu eliminieren. Besonders für niedrigdimensionale Modellsysteme wie z. B. Mikrowellenbillards [50] existieren analytische Beziehungen für den globalen Trend. In Quantensystemen und anderen hochdimensionalen wellenphysikalischen Systemen können einfache Ansätze herangezogen werden. Im Fall der Atomkerne sind insbesondere die Beschreibung der Zustände in einem Fermigas-Modell unter Berücksichtigung der Paarungsenergie [64, 65] oder einem Modell konstanter Kerntemperatur [66] zu nennen, die zu einem exponentiellen Verlauf der Niveaudichte führt. In nicht zu großen Energieintervallen ist es ratsam, empirische Funktionen an die Daten anzupassen, um das lokale Verhalten zu approximieren. Meist reichen dazu Polynome niedrigen Grades aus. Die glatte gestrichelte Kurve in Abb. 2.3 (b) ist die Anpassung eines Polynoms dritten Grades.

Mit Hilfe der angepaßten mittleren integrierten Niveaudichte \overline{N} werden die Daten entfaltet, d. h. die Abszisse wird auf konstante mittlere Niveaudichte ρ' bzw. konstanten mittleren Niveauabstand $\langle D \rangle$ auf der dimensionslosen Größe x umskaliert

$$E_i \longrightarrow x_i = \overline{N}(E_i). \quad (2.35)$$

Dies ist in Teilbild (c) von Abb. 2.3 angedeutet. Man wählt zweckmäßigerweise $\langle \rho' \rangle = 1$. Die Abstände $s_i = x_{i+1} - x_i$ zwischen zwei entfaltenen Zuständen können nun untersucht werden.

2.2.2 Statistische Verteilungen

Für eine statistische Untersuchung von Niveauabständen [48] verwendet man vor allem die Verteilung nächster Nachbarn (Nearest-Neighbour Spacing Distribution, NND). Hier werden die Differenzen der entfaltenen Niveaus bestimmt, mit dem Mittelwert verglichen und als Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(s)$ in Form eines Histogramms eingetragen, wie

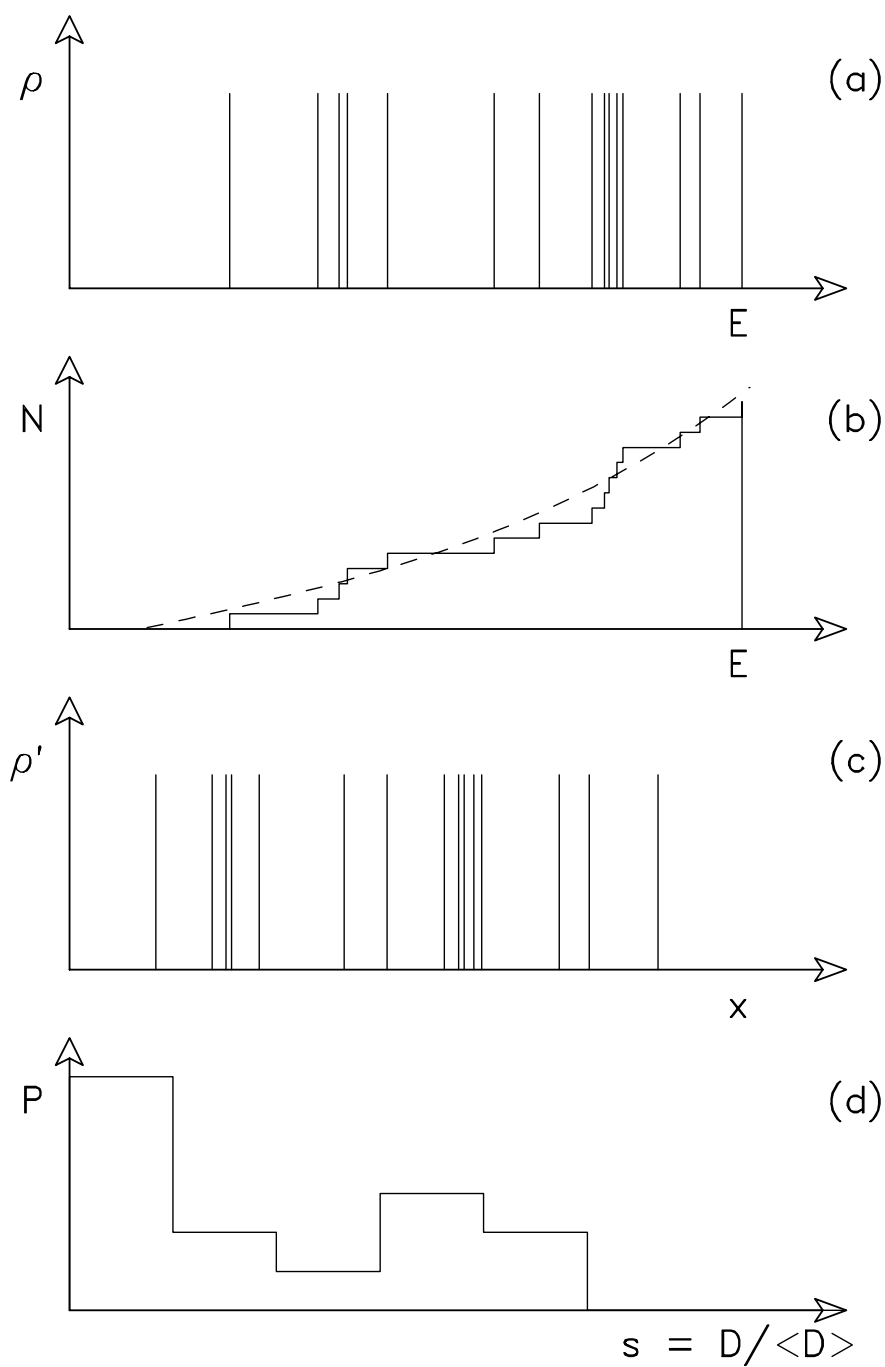


Abb. 2.3: Prinzip der Entfaltung. (a): Die einzelnen Zustände bilden eine Spektralfunktion ρ in Form einer Summe von Diracschen Deltafunktionen. Teilbild (b) zeigt die integrierte Niveaudichte N (Histogramm) und eine empirische Anpassung \bar{N} daran (gestrichelt). Teilbild (c) stellt die entfaltete Niveaudichte mit konstantem Mittelwert $\langle \rho' \rangle = 1/\langle D \rangle = 1$ über der dimensionslosen Skala x dar. (d): Die umskalierten Niveaubstände werden hinsichtlich ihrer Häufigkeitsverteilung statistisch untersucht.

in Abb. 2.3 (d) beispielhaft gezeigt. Die Verteilung P ist normiert

$$\int_0^\infty P(s) \, ds = 1 \quad \text{und} \quad \int_0^\infty s \cdot P(s) \, ds = 1. \quad (2.36)$$

Neben der NND ist die zugehörige kumulative Verteilung $\tilde{P}(s)$ ein weiteres statistisches Maß, das sich als recht robust in der Betrachtung kurzer Niveausequenzen erweist und zudem von der Art der Histogrammbildung unabhängig wird (Cumulative Nearest-Neighbour Spacing Distribution CNND). Die CNND zählt alle Niveauabstände beginnend mit $s = 0$ und geht für $s \rightarrow \infty$ asymptotisch gegen 1:

$$\tilde{P}(s) = \int_0^s P(\xi) \, d\xi \quad (2.37)$$

Wie die NND ist die CNND sensitiv auf kleine Niveauabstände bzw. auf Skalen, die von der Größenordnung des mittleren Abstands sind. Oft ist es sinnvoll, die Korrelation eines einzelnen Niveaus mit allen anderen zu betrachten und anschließend über alle Zustände zu mitteln. Diese Vorgehensweise gestattet es ferner, Korrelationen über viele mittlere Niveauabstände hinweg zu untersuchen. Von diesem Typus an Verteilungsfunktion sind zwei Varianten besonders gebräuchlich, die sich auf verschiedenen Längenskalen ineinander überführen lassen. So kann man zum einen fragen, wie viele Zustände $n(L)$ sich in einem Intervall einer bestimmten Länge L befinden. Im Mittel sind dies L Zustände, da $\langle D \rangle = 1$ gilt. Die tatsächliche Zahl variiert um diesen Mittelwert und besitzt — über das gesamte Ensemble an Zuständen gemittelt — die Varianz

$$\Sigma^2(L) = \langle (n(L) - L)^2 \rangle. \quad (2.38)$$

Die von Dyson und Mehta [67] vorgeschlagene Verteilung $\Delta_3(L)$ geht von der integrierten Niveaudichte aus und mißt die Abweichungen vom Mittelwert (auf der entfalteten Skala ist dies eine Gerade). Man definiert

$$\Delta_3(L) = \frac{1}{L} \left\langle \min(A, B) \int_{x-L/2}^{x+L/2} (N(x') - Ax' - B)^2 \, dx' \right\rangle, \quad (2.39)$$

wobei hier die spitzen Klammern eine Mittelung über den Aufpunkt x bezeichnen.

2.2.3 Theorie der Zufallsmatrizen

Die statistische Betrachtung der Niveauabstände gibt Aufschluß über Struktureigenschaften der nuklearen Dynamik. Dazu müssen, ausgehend von einfachen Modellannahmen,

Argumente für ein erwartetes Verhalten in den statistischen Verteilungsfunktionen gefunden werden.

Der einfachste Grenzfall ist der, bei dem die Niveaulagen gleichverteilt sind. In diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit, im Abstand s ein Niveau zu finden, konstant für alle Werte von s . Die Wahrscheinlichkeit P der NND, daß das Niveau bei s genau der nächste Nachbar ist, ist offensichtlich $P = 1$ für $s = 0$, wohingegen $P(s)$ exponentiell mit wachsendem s abfällt. Man erhält für die NND eine Poisson-Verteilung

$$P(s) = e^{-s}. \quad (2.40)$$

Die CNND erhält man direkt aus Integration der Exponentialfunktion. Im Fall der langreichweitigen Korrelationen Σ^2 und Δ_3 findet man ein lineares Anwachsen mit dem Abstand. Die strichpunktierten Kurven in Abb. 2.4 zeigen dies im Bild für NND (a), CNND (b), Σ^2 (c) und Δ_3 (d).

Die Wechselwirkung der angeregten Zustände in einem Atomkern führt dazu, daß die Niveaulagen nicht mehr gleichverteilt sind. Insbesondere ergibt sich eine Abstoßung der Niveaus ('level repulsion'). Daraus folgerte Wigner [68], daß die Verteilung nächster Nachbarn bei kurzen Distanzen linear wachsen sollte und für große Niveauabstände wie eine Gaußfunktion abfällt ('Wignersche Vermutung')

$$P(s) = \frac{\pi}{2} s e^{-\pi s^2/4}. \quad (2.41)$$

Die gestrichelte Kurve in Abb. 2.4 (a) stellt diese Abhängigkeit bildlich dar. Hier sowie in der CNND [Teilbild (b)] wird die Niveauabstoßung besonders deutlich. Die langreichweitigen Korrelationen nehmen logarithmisch mit L zu, wie aus den Teilbildern (c) und (d) ersichtlich ist.

Eine mathematisch-theoretische Untermauerung hat diese einfache Beschreibung durch die Theorie der Zufallsmatrizen [47] erfahren (Random Matrix Theory, RMT). Der physikalische Hintergrund ist, daß sich der Hamilton-Operator eines Quantensystems in einer Energiebasis als Matrix schreiben läßt. Es werden lediglich gewisse Symmetrien vorausgesetzt. Für zeitumkehrinvariante Probleme hat die Matrix nur reell-symmetrische Einträge, die von gaußverteilten, unkorrelierten Zufallszahlen gebildet werden. Man bezeichnet das so definierte Matrixensemble auch als Gaußsches Orthogonales Ensemble (GOE). Die Abstandsverteilung stimmt in sehr guter Näherung mit der Wignerschen Vermutung überein.

Betrachtet man niedrigdimensionale Modellsysteme, wie zum Beispiel die bereits erwähnten Mikrowellenbillards [50], so findet man, daß die Niveauabstände von Systemen, deren klassisches Analogon eine reguläre Dynamik besitzt, eine Poisson-Verteilung aufweisen. Ebenso besitzen Systeme mit klassisch chaotischer Dynamik eine NND, die der Wigner-Verteilung entspricht¹. Oft spricht man deshalb auch von 'regulärem' bzw. 'chaoti-

¹Ausnahmen von dieser Regel motivieren die Suche nach geeigneteren Signaturen von Chaos in Quantensystemen, vgl. z. B. [69].

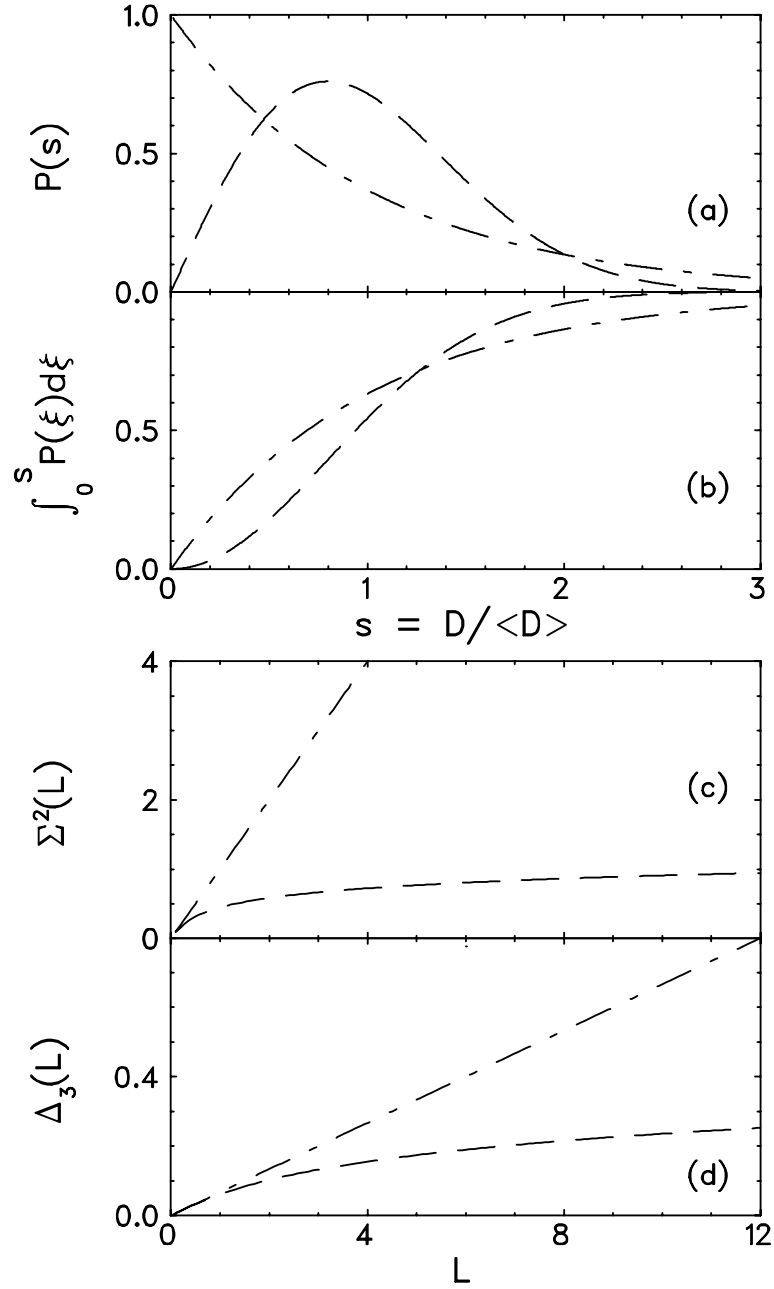


Abb. 2.4: Verteilungsfunktionen für die Poisson- (strichpunktiert) und die Wigner-Verteilung (gestrichelt). Gezeigt sind NND (a), CNND (b), Σ^2 - (c) und Δ_3 -Verteilung (d).

schem' Verhalten, wenn das Resultat der statistischen Analyse ein Poisson- resp. Wigner-Verhalten zeitigt. Dies wurde von Bohigas *et al.* eingehend studiert [70] und auf komplexe dynamische Systeme verallgemeinert. Weitere theoretische wie experimentelle Studien haben belegt, daß diese Verbindung zwischen klassischer Dynamik und Statistik der Eigenzustände nicht nur für quantenphysikalische Phänomene und deren Analoga gilt, sondern in verschiedensten wellenphysikalischen Systemen auftritt (für eine Übersicht vgl. z. B. [49]).

2.2.4 Mischungsmatrixelemente und Fragmentation

Es kann a priori nicht erwartet werden, daß ein reales physikalisches System entweder vollständig gemischt ist oder rein zufällig verteilte Eigenwerte besitzt. In der Kernphysik verwendet man bei der Betrachtung von Stärkeverteilungen häufig das Bild einer individuellen, z. B. kollektiven Mode, die in einen Untergrund von Teilchen-Loch- oder Vielteilchen-Vielloch-Zuständen fragmentiert. Formal entspricht dies der Zerlegung des Hamilton-Operators [71] in einen 'regulären' und einen 'chaotischen' Anteil, in dem die Dynamik der Vielteilchen-Vielloch-Moden durch GOE-Zufallsmatrizen modelliert werden

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{reg.}} + \alpha \cdot \mathcal{H}_{\text{GOE}}. \quad (2.42)$$

Die Spreizung der Stärke (engl. spreading) ist charakterisiert durch eine Breite Γ^\downarrow und wird bestimmt durch die Stärke der Mischung $\alpha^2 \langle \mathcal{H}_{\text{GOE}}^2 \rangle$ sowie den mittleren Niveauabstand D_0 des *ungestörten* Problems ($\alpha = 0$)

$$\Gamma^\downarrow = 2\pi \alpha^2 \frac{\langle \mathcal{H}_{\text{GOE}}^2 \rangle}{D_0}. \quad (2.43)$$

Die Niveauabstandsverteilungen variieren dann zwischen den Grenzfällen einer Poisson- und einer Wigner-Verteilung in Abhängigkeit von Γ^\downarrow bzw. dem mittleren Mischungsmatrixelement. Eine solche Charakterisierung ist für die Beschreibung der nuklearen Dynamik weit besser geeignet als Mischungsmodelle, wie sie z. B. von Berry und Robnik [72] vorgeschlagen wurden: Hier beschreibt der eingeführte Mischungsparameter das Verhältnis chaotischer und regulärer Phasenraumvolumina.

Kapitel 3

Photonenstreuexperimente mit Cluster-Detektoren am S-DALINAC

Die hier vorgestellten Experimente wurden am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinnearbeschleuniger S-DALINAC durchgeführt [14]. Eine Übersicht über den Beschleuniger und die in der Beschleunigerhalle vorhandenen experimentellen Aufbauten zeigt Abb. 3.1.

Der Elektronenstrahl wird in einer thermischen Kathode erzeugt, elektrostatisch vorbebeschleunigt und erhält eine Pulsstruktur für die folgende Hochfrequenzbeschleunigung. Diese erfolgt im supraleitenden Injektor durch eine fünfzellige Einfangstruktur, der zusätzlich ein zweizelliges Modul vorgeschaltet werden kann, sowie durch zwei einen Meter lange Standardresonatoren mit 20 Zellen. Damit sind Elektronenenergien bis etwa 11 MeV möglich, die in Geradeausrichtung für Experimente zur KRF (siehe unten) und zur Untersuchungen neuartiger Röntgenstrahlungsquellen [73,74] genutzt werden können. Für diese

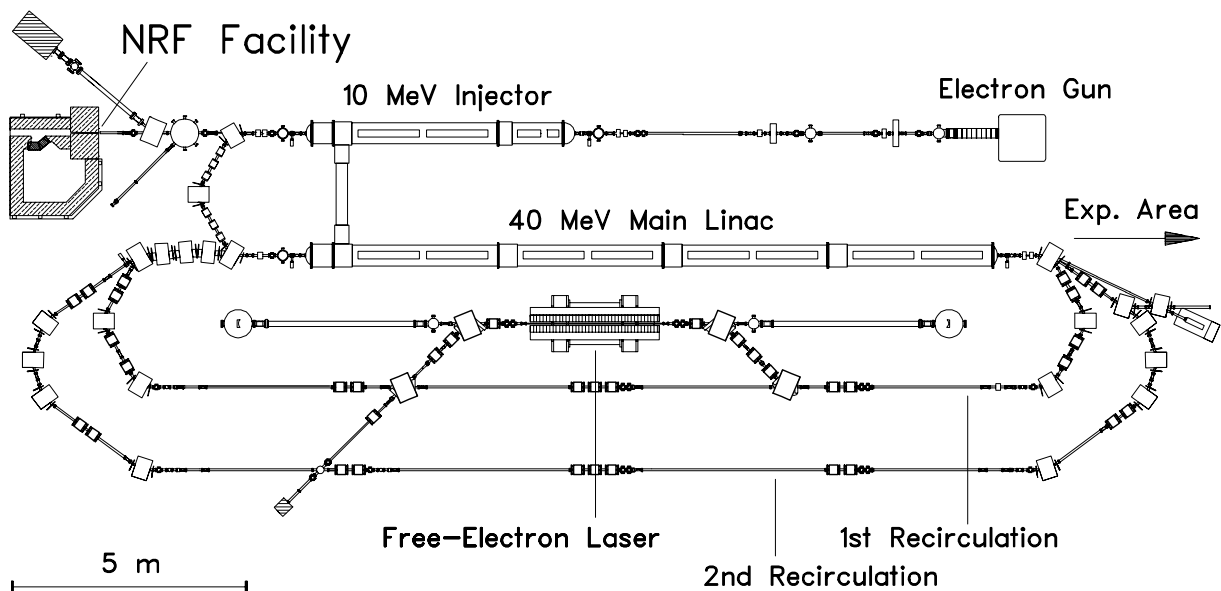


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleunigers S-DALINAC. Der Aufbau für KRF-Experimente befindet sich hinter dem supraleitenden Injektor. Die einzelnen Komponenten werden im Text diskutiert.

Experimente stehen Elektronenstrahlströme bis $60\ \mu\text{A}$ zur Verfügung, begrenzt durch die Hochfrequenzleistung der Klystren.

Für Experimente mit höheren Elektronenenergien kann der Teilchenstrahl in den Hauptbeschleuniger eingeschossen werden. Dieser besteht aus acht Standardkavitäten zur weiteren Beschleunigung. Durch zwei Rezirkulationsbögen kann die Beschleunigungsstrecke mehrfach genutzt werden. Der Designwert der Maximalenergie liegt bei $130\ \text{MeV}$. In der ersten Rezirkulation ist eine Magnetschikane installiert, in der sich der Undulator des Freie-Elektronen-Lasers [75] befindet.

Der Elektronenstrahl wird extrahiert (nicht in Abb. 3.1 gezeigt) und kann so für Experimente zur Röntgenstrahlungsphysik verwendet werden [76]. Für weitere Kernstrukturuntersuchungen stehen zwei Elektronenspektrometer zur Verfügung. Am sog. QClam-Spektrometer werden Koinzidenzexperimente zur Spektroskopie von Riesenresonanzen [77, 78] sowie Einarm-Elektronenstreuexperimente unter 180° durchgeführt [79, 80]. Das zweite Elektronenspektrometer dient für Einarmexperimente höchster Auflösung [81].

3.1 Experimenteller Aufbau

3.1.1 Meßplatz

Die Photonenstreuexperimente fanden an einem Meßplatz hinter dem supraleitenden Injektor statt. Eine Übersicht vermittelt Abbildung 3.2. Die Elektronen verließen das evakuierte Strahlrohr in Geradeausrichtung durch ein $100\ \mu\text{m}$ dünnes Aluminiumfenster und wurden in einer $3\ \text{mm}$ dicken luftgekühlten Tantalscheibe, die exzentrisch zum Strahlrohr rotierte, vollständig abgebremst. Zur Überwachung der Beschleunigereinstellung wurde der auf dem Bremstarget deponierte Strahlstrom über einen Schleifkontakt abgegriffen. Die produzierte Bremsstrahlung wurde im hier beschriebenen Experiment durch einen $60\ \text{cm}$ langen konischen Bleikollimator auf einen engen Bereich begrenzt.

Etwa $80\ \text{cm}$ hinter dem Kollimatoraustritt fiel der Photonenstrahl auf das eigentliche Streutarget, das in einer Aluminium- oder Polyethylenhalterung mit Fäden oder in dünner Folie verpackt angebracht wurde. Das Target bestand aus dem zu untersuchenden Material, dem ein Eichmaterial beigegeben ist. Die Positionierung des Targets wurde durch Vorjustage mit einem Laserstrahl sowie durch eine Röntgenaufnahme des Strahlflecks sichergestellt (siehe z. B. [82]).

Der Photonenstrahl erreichte in Vorwärtsrichtung eine in die Wand eingelassene Ionisationskammer [83], die zur Optimierung der Strahllage diente. Der Ionisationskammerstrom ist hierbei ein Maß für den integralen Energiefluß $\int N_\gamma(E_\gamma)E_\gamma dE_\gamma$. Er ist abhängig von der Endpunktenergie des Bremsstrahlungsspektrums, die durch die Elektronenenergie bestimmt ist. Die Messung der Elektronenenergie erfolgte in regelmäßigen Abständen durch

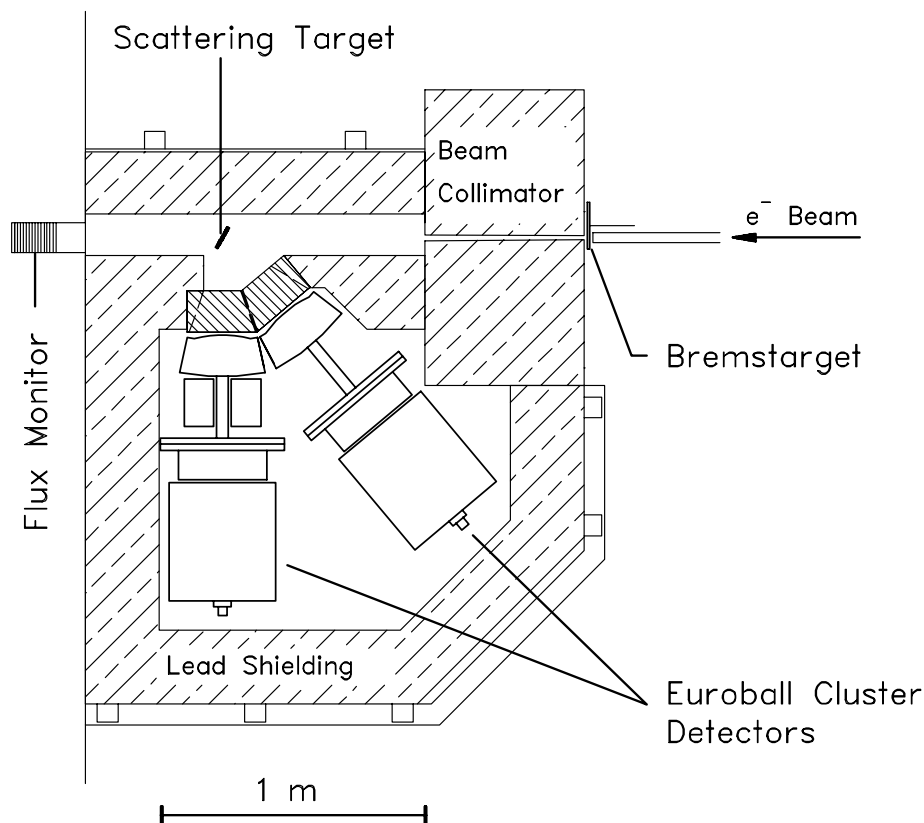


Abb. 3.2: Schematische Übersicht über den KRF-Meßplatz am S-DALINAC. Die einzelnen Bestandteile des Aufbaus werden im Text erläutert.

Ablenkung des Elektronenstrahls vor dem Bremstarget in einem Winkel von 40° durch einen geeichten Dipolmagneten, jedoch bei unterbrochener Datenaufnahme und reduziertem Strahlstrom. Mit dieser Prozedur ließ sich die Endpunktenergie auf etwa 100 keV genau einstellen, bedingt durch Unsicherheiten in Ablage und Winkel des Strahls von der Sollbahn. Diese Unsicherheit sowie eine typische Energieunschärfe von ca. 50 keV beeinträchtigten die Genauigkeit des Experiments jedoch nicht.

Die gestreuten Photonen wurden im hier vorgestellten Experiment mit zwei Euroball-Cluster-Detektoren [12] nachgewiesen, die unter Winkeln von 94° bzw. 132° zum einfallenden Photonenstrahl positioniert waren. Diese Winkel sind für die Bestimmung der Multipolarität einer Anregung und damit des Drehimpulses eines angeregten Zustands nahezu ideal (vgl. Kap. 2.1.4). Der Aufbau unter geringfügig größeren Rückwärtswinkeln konnte hierbei den Beitrag an nichtresonantem Untergrund im Spektrum weiter verringern. Um Untergrund in den Spektren durch diffuse Gammastrahlung aus der Beschleunigerhalle zu unterdrücken, wurden die Detektoren von allen Seiten mit ca. 30 cm Blei umgeben; lediglich zum Target hin existierte eine konische Öffnung. Diese war zusätzlich mit Blei- und Kupferplatten abgedeckt, um den niederenergetischen, nichtresonant gestreuten Teil des

Spektrums zu reduzieren. Die Gesamtdicke dieser Filter wurde an das jeweilige Experiment angepaßt. Der Abstand zwischen Streutarget und der Kappe des Detektorkryostaten betrug ca. 33 cm. Damit deckte jeder Detektor einen Raumwinkel von knapp 0.25 sr ab.

3.1.2 Detektoren

Die Cluster-Detektoren [12,84,85] wurden im Rahmen eines internationalen Projekts entwickelt, das den Aufbau eines 4π -Spektrometers aus Germaniumdetektoren für Hochspin- γ -Spektroskopie zum Ziel hatte [10]. Die notwendige Granularität für hohe γ -Multiplizitäten bei einer gleichfalls hohen intrinsischen Nachweiswahrscheinlichkeit wurde hierbei durch die Verwendung zusammengesetzter Detektoren verwirklicht. In ihrer Umsetzung für das Euroball-Experiment bestehen diese Detektoren aus sieben einzelnen, individuell gekapselten [86], hexagonal-konisch geschnittenen [87] und bienenwabenförmig angeordneten Reinstgermaniumkristallen von je ca. 260 cm³ Volumen in einem gemeinsamen Kryostaten. Dieser Aufbau gestattet neben einer dichten Packung des Detektormaterials zur optimalen Ausnutzung des Raumwinkels eine leichte Handhabung und Wartung.

Zur Nachweiswahrscheinlichkeit des Cluster-Detektors tragen nicht nur die einzelnen Detektorkristalle bei, sondern es ist möglich, die Effizienz des Detektors durch Rückaddition ('add back') von Ereignissen zu steigern, die ihre Energieinformation durch Comptonstreuung und Paarbildung in verschiedenen Kristallen deponiert haben [88]. Wegen der Polarisationsempfindlichkeit der Comptonstreuung ist es möglich, aus diesen Ereignissen die Linearpolarisation von γ -Strahlung zu bestimmen [12,13,89]. Der Cluster besitzt durch seine Geometrie zwar eine geringere Polarisations sensitivität als konventionelle, orthogonal aufgebaute Polarimeter (vgl. z. B. [90]), jedoch sorgt die Vielzahl der möglichen Koinzidenzpartner für eine hohe Effizienz, so daß die Leistungsfähigkeit des Cluster-Detektors zur Bestimmung der Parität mit der üblicher Polarimeter vergleichbar ist [13,89].

In der Regel sind die Germaniumkristalle des Cluster-Detektors gemeinsam zusätzlich seitlich und rückwärtig von Wismutgermanat-(BGO)-Szintillationsdetektoren umgeben, um den durch Comptonstreuung und Paarbildung erzeugten Untergrund im Pulshöhenspektrum zusätzlich durch eine Antikoinzidenzbedingung zu minimieren. Im hier vorgestellten Experiment stand jedoch nur für einen Cluster-Detektor ein solcher BGO-Schild zur Verfügung. Um für die beiden eingesetzten Detektoren vergleichbare Bedingungen zu erhalten und einen großen Raumwinkel abdecken zu können, wurde daher nur ein sog. Back-Catcher, das ist der rückwärtige Teil des BGO-Schilds, am unter 94° zum einfallenden Strahl aufgestellten Cluster montiert. Weil der Back-Catcher vom Target aus nicht direkt beleuchtet wurde, konnte auf eine Reduktion des Raumwinkels verzichtet werden.

Abbildung 3.3 zeigt eine maßstabsgetreue Schnittzeichnung eines Cluster-Detektors mit montiertem Back-Catcher im verwendeten Gestell (aus Ref. [82]). Links sind die HPGe-Kristalle im gemeinsamen Kryostaten gezeigt, der über einen Kühlfinger mit dem Dewar-

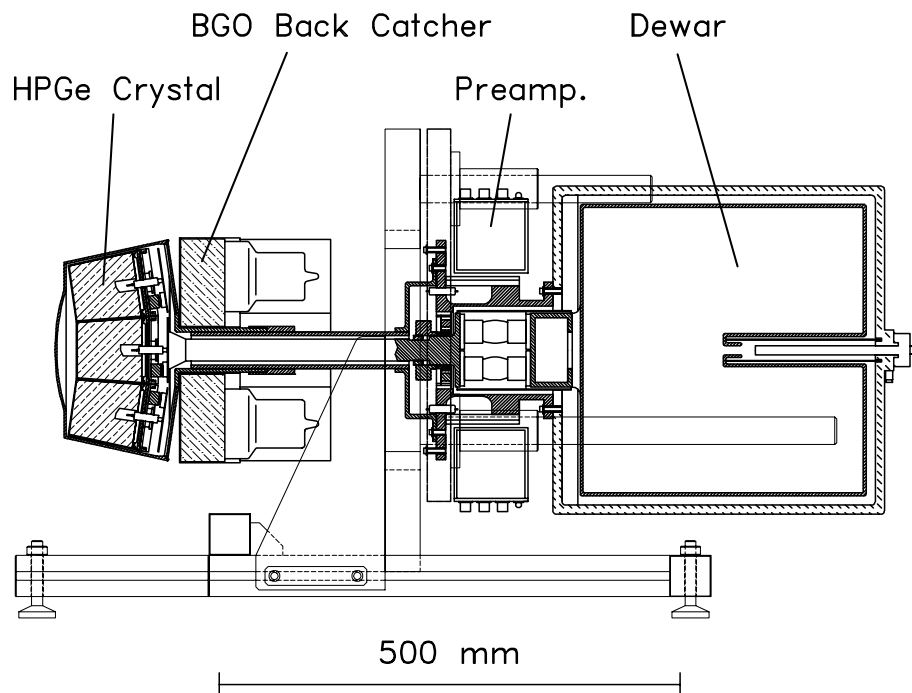


Abb. 3.3: Technische Schnittzeichnung eines Cluster-Detektors mit montiertem Back-Catcher des BGO-Schildes (aus [82]). Auf der linken Seite sind die Reinstgermaniumkristalle und die BGO-Szintillationsdetektoren mit ihren Photomultipliern zu sehen. Vor dem Stickstoff-Dewar befinden sich die Vorverstärker.

Gefäß (rechts) verbunden ist. Hinter den Kristallen ist der nur am 94° -Detektor verwendete Back-Catcher angedeutet. Vor dem Dewar befinden sich die Vorverstärker und Hochspannungsfiler.

3.1.3 Datenaufnahme

Die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit und die Möglichkeit, die Linearpolarisation der gestreuten Strahlung zu messen, erfordert eine Erweiterung der Datenaufnahme von einer einfachen Vielkanalanalyse einzelner Detektoren hin zu einer flexiblen Koinzidenzelektronik. Die 14 benötigten Kanäle (zwei Cluster zu je sieben Kristallen) wurden mit konventionellen Elektronikbausteinen im NIM- und CAMAC-Standard jeweils für die Verarbeitung der Energie- und der Zeitsignale aufgebaut.

Nach der Verstärkung und Diskriminierung der Zeitsignale wurde (beim 94° -Detektor in Antikoinzidenz mit dem BGO-Detektor) eine mögliche Koinzidenz zweier Kristalle in einem Zeitfenster von ca. 240 ns überprüft. Wurde innerhalb dieser Zeitspanne nur ein Signal registriert, so wurde das zugehörige verstärkte und digitalisierte Energiesignal direkt in Vielkanalspeicherkarten akkumuliert ('Singles-Spektren'). War hingegen

die Koinzidenzbedingung erfüllt, dann erfolgte das Auslesen der zugehörigen digitalisierten Energie- und Zeitsignale über ein FERA-Bus-System. Nach Zwischenspeicherung in einem VME-basierten Hochgeschwindigkeits-Speichermodule wurden diese Ereignisse auf Band geschrieben und später offline analysiert. Als Interface für die Steuerung des VME-Systems und die Voreinstellung der CAMAC-Module diente ein PC, der auch zur Darstellung der Singles-Spektren und zusätzlichen Online-Analyse der Koinzidenzdaten mit reduzierter Statistik genutzt wurde. Einige Grundlagen der Kontroll-Software des Analysatorsystems sind in Ref. [91] zusammengefaßt.

In regelmäßigen Abständen von ca. einer Stunde wurden die zwischenzeitlich akkumulierten Singles-Spektren sowie die in der Online-Analyse generierten Spektren auf Festplatte zwischengespeichert und gleichzeitig das Ende eines solchen ‘Runs’ auf dem Band für die Koinzidenzdaten vermerkt. Dieses Vorgehen minimierte mögliche Datenverluste und ermöglichte zugleich, Fehler durch Schwankungen in Elektronikmodulen nachträglich in Singles- wie Koinzidenzspektren zu korrigieren.

Zur Datenauswertung waren vor allem folgende Spektren von Interesse:

1. Singles-Spektren, d. h. die nicht-koinzident registrierten und direkt in Vielkanalspeicherkarten akkumulierten Spektren bzw. deren energiekalibrierte Summen oder Teile davon,
2. das sog. ‘Add-Back-Spektrum’, das die Rekonstruktion bzw. Aufsummierung der in verschiedenen Detektorkristallen innerhalb der Koinzidenzbedingung deponierten Signale darstellt,
3. die vom Cluster unter 90° erzeugten Spektren der Zweifachkoinzidenzen, aus denen über die Asymmetrie die Polarisierung der Strahlung und damit die Parität der angeregten Zustände modellunabhängig extrahiert werden können.

Für die Verarbeitung koinzidenter Ereignisse war eine größere Zeitspanne erforderlich als für die Singles-Daten, bei denen lediglich der Inhalt einer Speicherstelle direkt inkrementiert werden mußte. Um dennoch eine hohe Zählrate und gute Statistik im Experiment erzielen zu können, wurde die Verarbeitung von Einzelereignissen während der Zusammenstellung und des Transfers der Koinzidenzdaten freigegeben. Dies hatte allerdings zur Folge, daß Singles- und Koinzidenz-Spektren unterschiedliche Totzeiten besitzen. Da dieser Effekt zählratenabhängig war, war eine präzise Bestimmung der Detektoransprechwahrscheinlichkeit mit einer γ -Quelle wie z. B. ^{56}Co bei Energien bis 3.5 MeV nicht möglich. Die hier verwendete Bestimmung des Ansprechvermögens wird in Abschn. 3.3.2 dargestellt.

3.2 Durchführung der Experimente

Die Experimente wurden im Sommer 1997 in einer Zusammenarbeit mit der Universität zu Köln und dem Forschungszentrum Rossendorf am S-DALINAC durchgeführt. Tabelle 3.1 enthält eine Zusammenstellung der experimentellen Parameter.

Tab. 3.1: Experimentelle Parameter.

Target	^{208}Pb	^{206}Pb	^{204}Pb
Endpunktenergie E_0 (MeV)	6.75	6.70	6.75
Mittlerer Strahlstrom \bar{I} (μA)	34	27	48
Meßzeit T_M (h)	131	15	95
Absorberdicke Pb (mm, $94^\circ/132^\circ$)	30/25	30/30	20/15
Absorberdicke Cu (mm, $94^\circ/132^\circ$)	15/15	30/15	15/15
Targetmasse (g)	2.9555(5)	7.0656(3)	0.2292(3)
Masse ^{11}B (g)	0.359(1)	0.154(1) ^a	0.154(1) ^a
Mittlere Zählraten			
Zentralkristall 94° -Detektor (kHz)	9.6	9.3	7.6
Zentralkristall 132° -Detektor (kHz)	9.2	8.4	7.7
Koinzidente Ereignisse (kHz)	13.4	13.8	11.8

^aNicht zur Flußeichung verwendet.

Die Targets, die in den Experimenten Verwendung fanden, waren von ihrer Form, Beschaffenheit und Isotopenreinheit sehr unterschiedlich. Das hochangereicherte ^{208}Pb -Target bestand aus metallischem Blei, das in einer runden Presse von 18 mm Durchmesser zu einer homogenen Scheibe geformt wurde. Zur besseren Fixierung wurde es in eine ca. 0.02 g/cm^2 dicke Polyethylenfolie eingeschweißt und an Vorder- und Rückseite in Form eines Sandwich-Targets mit Borscheiben als Eichmaterial versehen. Die Borscheiben bestanden aus amorphem Borpulver.

Das ^{206}Pb -Target wurde für dieses Experiment von der Universität Gießen zur Verfügung gestellt. Es lag in Form einer näherungsweise rechteckigen Platte mit etwa 9 cm^2 Fläche vor, besaß jedoch eine Gesamtmasse von über 7 g. Nach Einschweißen des Targets in eine Polyethylenfolie wurde an der Vorderseite eine Standard-Borscheibe fixiert, die lediglich für die Energieeichung der Spektren und nicht für die Flußkalibrierung verwendet wurde. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte erfolgte unter Bezug auf die Resultate an ^{208}Pb , das zu 2.7% im Target vorhanden war.

Das Targetmaterial für die Messung an ^{204}Pb war nur in der verhältnismäßig geringen Menge von 230 mg und nur mit einer Anreicherung der Hauptkomponente von 67% verfügbar. Es wurde darauf verzichtet, das in Pulverform vorliegende Metall zu pressen; statt dessen wurde das Material in eine Polyethylenfolie eingeschweißt und dadurch

Tab. 3.2: Targetzusammensetzung.

Target	^{208}Pb		^{206}Pb		^{204}Pb	
Isotop						
^{204}Pb (mg)	[<0.5%]		[<0.5%]		152.4(15)	[66.5(6)%]
^{206}Pb (mg)	[<0.5%]		6238.9(81)	[88.3(8)%]	36.95(37)	[16.1(2)%]
^{207}Pb (mg)	[\approx 0.5%]		635.9(72)	[9.0(1)%]	17.17(17)	[7.5(1)%]
^{208}Pb (mg)	2925.9(148)	[99(1)%]	190.8(71)	[2.7(1)%]	22.67(23)	[9.9(1)%]

fixiert. Eine Energieeichung wurde über die Übergänge von ^{11}B durchgeführt, wohingegen die Flußbestimmung durch Linien aus ^{208}Pb vorgenommen werden konnte, das mit 10% zur Targetmasse beitrug. Sowohl im Target mit Hauptbestandteil ^{204}Pb wie auch im ^{206}Pb -Target waren weiterhin Anteile von ^{207}Pb enthalten, die aufgrund der verschiedenen Anreicherungsgrade bei der Auswertung der Spektren identifiziert werden konnten.

Tabelle 3.2 zeigt eine Zusammenstellung der verschiedenen Anreicherungsgrade und Massenbeiträge der untersuchten Bleisotope zu den einzelnen Targets. Die angegebenen Fehler berücksichtigen dabei den Wägefehler der Gesamttargetmasse sowie eine Unsicherheit in der Bestimmung des Anreicherungsgrads, der in der Größenordnung von insgesamt 1% liegt.

Während der Gesamtbetriebszeit des Meßaufbaus von über 1000 Stunden war aufgrund eines Defekts eines Hauptverstärkermoduls ein Einzeldetektor des unter 94° positionierten Cluster-Detektors teilweise nicht auswertbar. Dies betrifft die Messung an ^{204}Pb zu etwa 50%, die Messung an ^{206}Pb zu 100%. Durch das Prinzip der Relativmessung stellt diese Störung für die Datenauswertung kein Problem dar, reduziert aber die Polarisations sensitivität. Für die genannten Isotope war aber wegen unzureichender Statistik und hoher Niveaudichte ohnehin eine Paritätsbestimmung nicht möglich.

3.3 Datenauswertung

3.3.1 Rohdaten

Bei der Auswertung der Daten wurden zunächst die Singles-Spektren für jeden Detektor-kristall und einen Meßabschnitt von typischerweise vier Runs individuell geeicht, rekali-briert und addiert. Dazu wurde das Programm vs [92] verwendet. Die dabei extrahierten Koeffizienten für die Energieeichung wurden anschließend für die Rekalibrierung und Addition der Koinzidenzdaten zur Erzeugung des Add-Back-Spektrums benutzt [93]. Die für jeden Kristall einzeln addierten Singles-Spektren wurden nun in sechs Gruppen summiert, entsprechend der sechs Winkelpositionen, unter denen die jeweiligen Kristalle relativ zum

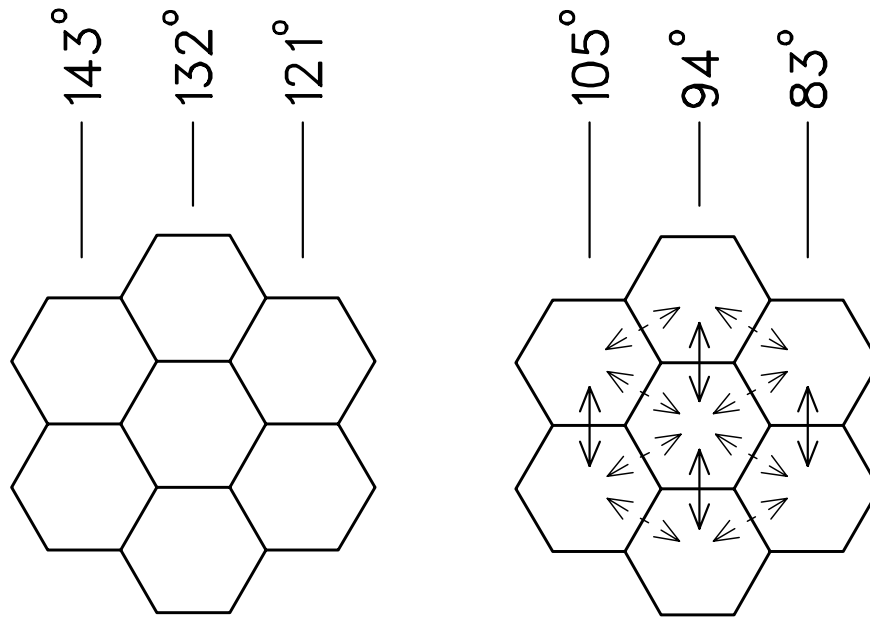


Abb. 3.4: Schematische Darstellung der Cluster-Detektoren vom Target aus gesehen (Primärstrahl von links). Jeweils zwei bzw. drei Kristalle befinden sich unter einem bestimmten Streuwinkel und können so zur genauen Winkelkorrelationsanalyse individuell ausgewertet werden. Für den Cluster unter 94° wurden zusätzlich für die Messung der Linearpolarisation die Zweifachstreueignisse unter 90° zur Reaktionsebene (durchgezogene Pfeile) bzw. unter 30° und 150° eingezeichnet (gestrichelte Pfeile).

einfallenden Strahl positioniert waren. Eine schematische Übersicht über die Positionierung der beiden Cluster-Detektoren und ihrer Kristalle vom Target aus gesehen zeigt Abb. 3.4. Die Singles-Spektren dieser einzelnen ‘Spalten’ wurden später zur Bestimmung des genauen Verlaufs der Winkelkorrelationsfunktion herangezogen. Gleichfalls wurden die Singles-Spektren je für einen gesamten Cluster-Detektor summiert und anschließend noch die Statistik aus den für die beiden Cluster getrennt erstellten Add-Back-Spektren hinzugefügt.

Separat vom vollständigen Add-Back-Spektrum, aber unter Verwendung der gleichen Energiekalibrierung, wurden für den Cluster unter 94° Zweifachkoinzidenzen offline zur Bestimmung der Linearpolarisation der gestreuten Strahlung sortiert. Signalpaare aus Kapseln, die senkrecht zur Reaktionsebene lagen, wurden in ein Spektrum, Streueignisse unter 30° bzw. 150° zur Reaktionsebene in ein anderes Spektrum einsortiert (vgl. Abb. 3.4). Um Untergrundereignisse durch ein elektrisches Übersprechen zwischen den Kapseln zu unterdrücken, mußte die Energiedeposition in jedem Kristall mindestens 150 keV betragen. Eine höhere Schwelle ist zwar in der Lage, die Asymmetrie des Cluster-Detektors als Polarimeter zu steigern, aber die Koinzidenzeffizienz läßt in gleichem Maß nach, so daß die Leistungsfähigkeit der Anordnung nahezu unverändert bleibt [13].

Die Bestimmung der Linienflächen erfolgte ebenfalls mit dem Programm vs [92] sowohl für die Gesamtspektren der beiden Cluster-Detektoren wie für die Singles-Summenspektren der sechs Winkelpositionen. Zur Anpassung der Linienform wurde hierbei die Form einer Gaußfunktion mit angesetzter Exponentialfunktion verwendet. Für die Analyse der Linearpolarisation wurden die Linieninhalte nach Untergrundabzug hingegen durch Summation der registrierten Ereignisse bestimmt, um Fehler durch unterschiedliche Linienformen zu minimieren.

3.3.2 Ansprechwahrscheinlichkeit und Photonenfluß

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in einem KRF-Experiment wird durch das Prinzip der Relativmessung das Produkt aus Photonenfluß und totaler Nachweiswahrscheinlichkeit festgelegt. Mit einer geeigneten Annahme über die Form des Photonenflusses ist man so in der Lage, die Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit festzulegen. In den vergangenen Jahren haben sich Monte-Carlo-Simulationen, z. B. mit den Programmpaketen GEANT3 [94] und EGS4 [95] zur Bestimmung des Relativverlaufs eines Bremsspektrums gut bewährt [96–98]. Im Bereich von Endpunktenergien zwischen 4 und 10 MeV ist ebenso die Abschätzung der Bremsstrahlung nach Schiff [99] geeignet, wobei die Elektronenenergie allerdings als freier Parameter behandelt werden muß, um eine qualitative Übereinstimmung zu erzielen.

Abbildung 3.5 zeigt ein simuliertes Bremsspektrum für eine Elektronenenergie von 6.75 MeV (Histogramm). Hierfür wurde ein Ensemble von $5 \cdot 10^8$ Elektronen betrachtet und die Anzahl der generierten Photonen in Vorwärtsrichtung in einem Raumwinkel mit einem halben Öffnungswinkel von 6° bestimmt. Die gute Übereinstimmung der mit GEANT3.21 simulierten Bremsspektren mit der tatsächlichen spektralen Photonenverteilung demonstrieren die eingezeichneten Datenpunkte aus ^{208}Pb , die aus der Messung an ^{204}Pb extrahiert wurden. Vergleichbare Photonenflußsimulationen wurden kürzlich zur Auswertung von Photoaktivierungsexperimenten an ^{180}Ta verwendet [100], die am Stuttgarter Dynamitron durchgeführt wurden. Sowohl der relative Verlauf als auch die Absolutnormierung des Photonenflusses wird gut durch die Simulation reproduziert, wie KRF- und Photoaktivierungsexperimente belegen [101].

Um den Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit präzise bestimmen zu können, wurden neben den Übergängen des als Eichmaterial verwendeten ^{11}B [102] noch die Stärken der bekannten Linien aus einem der Meßtargets, ^{208}Pb hinzugezogen [55]. Diese wurden auf die für die Linien des ^{11}B ermittelten Werte normiert. Abbildung 3.6 zeigt den Verlauf der Detektoransprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Photonenenergie für das Gesamtspektrum (Singles und Add-Back) des Cluster-Detektors unter 132° (durchgezogene Kurve, Dreiecke) und des Cluster-Detektors unter 94° (gestrichelte Kurve, Kreise). Die offenen Symbole repräsentieren aus ^{208}Pb erhaltene Werte, die ausgefüllten Symbole beziehen sich auf Linien aus ^{11}B . Zur Interpolation der Daten wurde ein Polynom zweiten

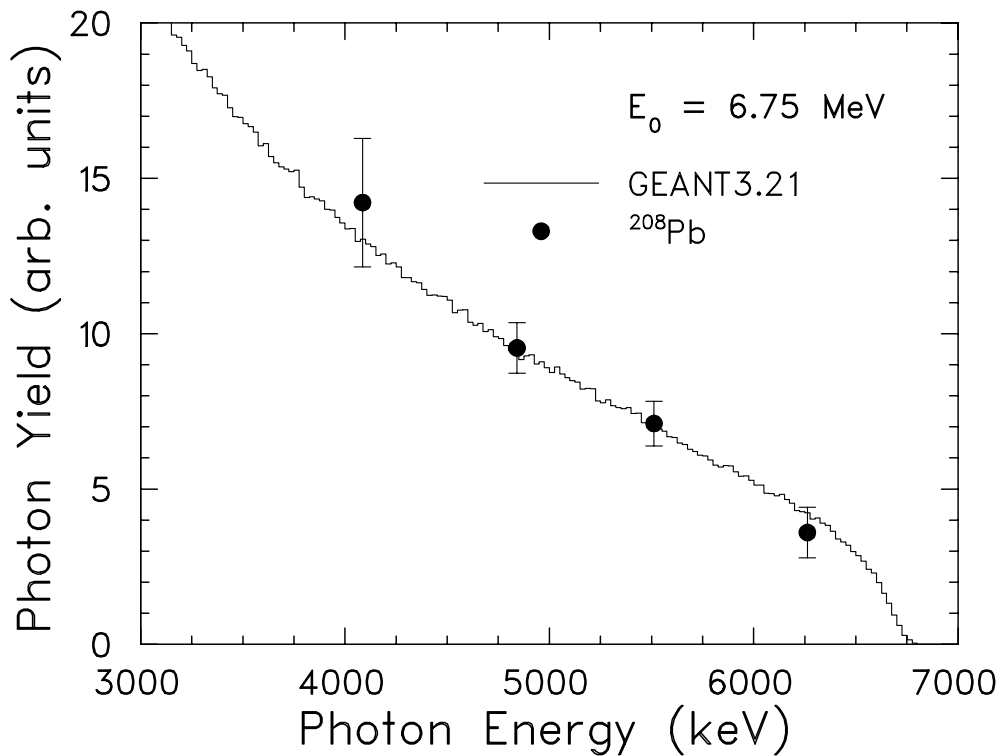


Abb. 3.5: Bremsstrahlungsspektrum von 6.75 MeV Elektronen. Die Zahl der erzeugten Photonen ist hier linear über der Energie aufgetragen. Das mit GEANT3.21 simulierte Photonenspektrum ist als Histogramm dargestellt. Das verwendete Programm arbeitet mit einer Energieunschärfe des Elektronenstrahls von 50 keV. Die eingezeichneten Datenpunkte beziehen sich auf Übergänge in ^{208}Pb , die in der Messung an ^{204}Pb als Referenzen dienen.

Grades bei logarithmierter Ordinate mit dem Programm EFI [83] angepaßt; dies entspricht einer Gaußfunktion. Das in Abb. 3.6 gezeigte Ansprechvermögen der Detektoren ist in beliebigen Einheiten angegeben. Allerdings ist das Verhältnis der Effizienzen der beiden Detektoren korrekt wiedergegeben: Der Detektor unter 94° zum einfallenden Strahl besaß — u. a. bedingt durch zufällige Koinzidenzen zwischen BGO-Schild und Detektor — eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit als der Cluster unter 132° .

Diese Nachweiswahrscheinlichkeiten gelten allerdings nur für das Experiment an ^{208}Pb (vgl. Abschn. 3.2) und für die Messungen, bei denen die gleiche Zahl an Absorberscheiben vor dem jeweiligen Detektor verwendet wurde¹. Eine veränderte Dicke dieser Filter wurde berücksichtigt, indem das Absorptionsverhalten des zusätzlichen bzw. fehlenden Materials explizit für die einzelnen Linien berechnet [103, 104] und anschließend eine Neuanpassung

¹Der Einfluß der Zählratenabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit in den unterschiedlichen Experimenten konnte wegen vergleichbarer Zählraten und eines relativ kleinen Beitrags des Add-Back-Spektrums zur Gesamtstatistik vernachlässigt werden.

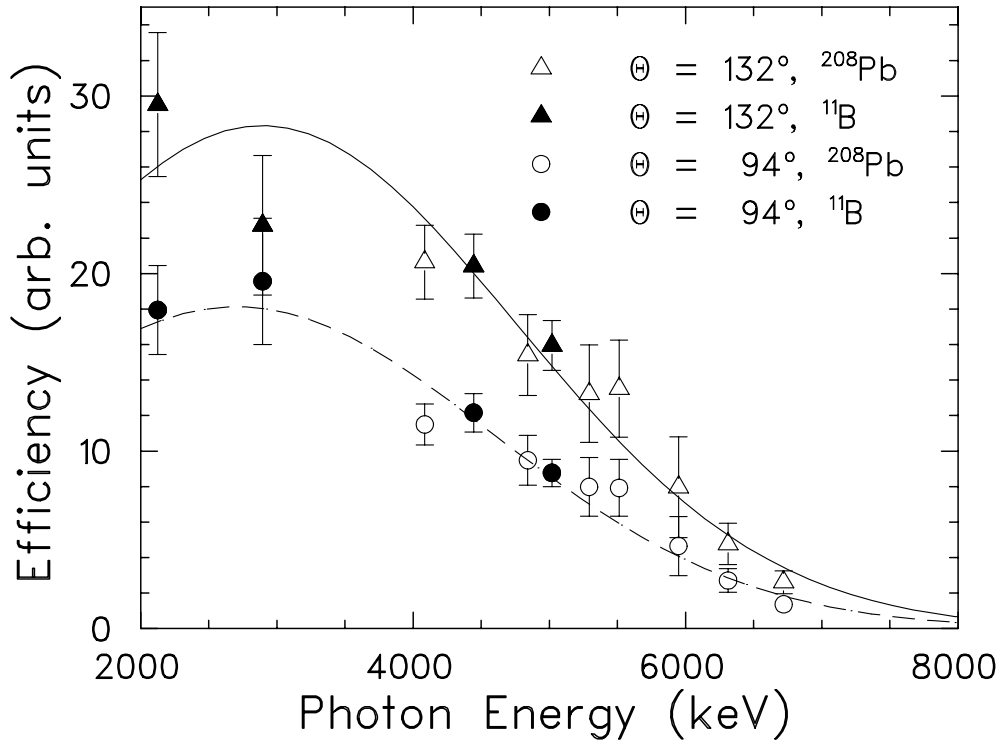


Abb. 3.6: Nachweiswahrscheinlichkeit für die Gesamtspektren der Cluster-Detektoren unter 132° und unter 94° für die experimentellen Bedingungen der Messung an ^{208}Pb . Offene Symbole zeigen Werte, die aus Übergängen in ^{208}Pb , ausgefüllte Symbole, die aus Linien in ^{11}B ermittelt wurden. Dreiecke markieren Werte, die für den Cluster-Detektor unter einem Streuwinkel von 132° erhalten wurden, wohingegen Kreise Meßwerte des Cluster unter 94° zeigen. Die Anpassungsfunktion war in beiden Fällen eine Gaußfunktion (durchgezogen für den Detektor unter 132° , gestrichelt für den 94° -Detektor).

der Effizienzkurve durchgeführt wurde.

3.3.3 Übergangsstärken, Winkelverteilungen und Anregungsenergien

Zusammen mit der Form des Photonenflusses und der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden aus den Linienflächen die Wirkungsquerschnitte, Übergangsbreiten und -stärken mit dem Programm FLX [83] ermittelt. Selbstabsorptionseffekte wurde im Rahmen eines FORTRAN-Programmes berechnet, in dem die Exponentialfunktion aus Gl. (2.23) in eine Potenzreihe entwickelt wird. Die Potenzreihe wird nach dem fünften Term abgebro-

chen. Die Lösung von Gl. (2.23) reduziert sich damit auf die iterative Lösung von

$$\mathcal{A}_f = \frac{\Gamma_f \zeta_f}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{j \leq k} \frac{(-)^k}{(k+1)!} d^{k+1} \binom{k}{j} (\sigma_{\text{abs}}^{\text{max}})^{k-j+1} \kappa_{\text{NR}}^j \int dx \psi^{k-j+1}. \quad (3.1)$$

Die Berechnung des Integrals $\int dx \psi^{k-j+1}$ verwendet Funktionen der CERN Program Library [105] und erfolgt mit einer Genauigkeit von ca. 2% durch eine zweidimensionale Gauß-Quadratur. Die Integrationsfehler wirken sich jedoch nur auf die Korrekturen aus und können daher gegen statistische und systematische Fehler vernachlässigt werden.

Linien wurden nur dann für die Auswertung akzeptiert, wenn sie in den Gesamtspektren beider Cluster-Detektoren identifiziert und die Linienform mit einem Flächenfehler $< 50\%$ angepaßt werden konnte. Dies war in der Regel verträglich mit der Bedingung, daß ein auswertbares Signal eine Signifikanz von drei Standardabweichungen gegenüber dem Untergrund besitzt. Die Fehler der Flächenbestimmung der ausgewerteten Übergänge gingen in die Fehlerabschätzung ebenso ein wie die Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Targetmasse; ferner wurde die relative Unsicherheit bei der Ermittlung des Anreicherungsgrads von typischerweise 1% berücksichtigt.

Aus den Linienflächen und der Nachweiseffizienz der Detektoren konnten die Zweipunkt-Winkelkorrelation ermittelt werden. Zusätzlich wurden — wo möglich — die aus den Singles-Spektren extrahierten Winkelverteilungsfunktionen der sechs Winkelpositionen analysiert. In Fällen, in denen nicht eindeutig zwischen $J = 1$ und $J = 2$ unterschieden werden konnte, wurde für die Auswertung ein Dipolübergang angenommen. Der Kern ^{207}Pb , dessen Untersuchung durch eine geringe Anreicherung in den Targets möglich war, besitzt einen von null verschiedenen Grundzustandsdrehimpuls. Hier wurde eine isotrope Winkelverteilung mit $g = 1$ angenommen, wenn die Quantenzahlen des angeregten Zustands nicht bekannt waren.

Die extrahierten Werte wurden fehlergewichtet gemittelt. Als Fehlerangabe dient der Mittelwert der Fehler, da zum Gesamtfehler sowohl statistische wie systematische Beiträge eine Rolle spielten. Um einer evtl. Ungenauigkeit in der Flußbestimmung durch den großen Öffnungswinkel in der Monte-Carlo-Simulation des Bremsspektrums Rechnung zu tragen, wurde im Bereich ab 6.25 MeV Anregungsenergie ein zusätzlicher systematischer Fehler angenommen, der bis zum Endpunkt linear zunimmt und dort 20% beträgt.

Die Bestimmung der Anregungsenergien erfolgte über die Linienschwerpunkte bekannter im Spektrum detektierter Übergänge unter Berücksichtigung der Rückstoßverschiebung. Für die Identifikation von Übergängen im Vergleich beider Spektren wurde eine Übereinstimmung im Rahmen der Fehler gefordert. Dies ist in der Regel weniger als 1 keV. Ebenso wurden mögliche Verzweigungen in niedrigliegende Zustände über die Energiedifferenz identifiziert, die mit der Differenz aus Anregungsenergie von Anfangs- und Endzustand mit Berücksichtigung des Rückstoßes im Rahmen von 2 keV übereinzustimmen hatte.

Kapitel 4

Ergebnisse der Photonenstreuung an $^{204,206,207,208}\text{Pb}$

In diesem und den beiden folgenden Kapiteln werden die Ergebnisse der KRF-Experimente an den stabilen Blei-Isotopen diskutiert. In Kap. 4 werden die extrahierten Stärkeverteilungen vorgestellt und im Vergleich zu anderen spektroskopischen Informationen besprochen. Kapitel 5 fokussiert auf die (vornehmlich elektrische) Dipolstärkeverteilung in den studierten Nukliden. Kapitel 6 diskutiert die aus dem Experiment gewonnene E2-Stärke im Hinblick auf die Suche nach einer Doppeloktupol-Vibration.

4.1 ^{208}Pb

Das Gesamtspektrum der $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion für den unter 132° zum einfallenden Strahl aufgestellten Cluster-Detektor ist in Abb. 4.1 für den Energiebereich ab 4 MeV bis zum Endpunkt der Bremsstrahlung bei $E_0 = 6.75$ MeV dargestellt. Zu beachten ist, daß ab 5.6 MeV die Skalierung der Ordinate geändert wurde. Das Spektrum zeigt eine verhältnismäßig einfache Struktur: Es wurden eher wenige, dafür aber starke Anregungen beobachtet, die sich deutlich vom experimentellen Untergrund abheben. Da auf die Verwendung einer BGO-Abschirmung verzichtet werden mußte, finden sich im Spektrum noch starke Escape-Signale sowie Compton-Kontinua, die zum nichtresonant am Target gestreuten Untergrund hinzukommen. Nach einem Vergleich mit aus früheren Messungen bekannten Untergrundlinien [106] konnten die Übergänge aus ^{208}Pb eindeutig identifiziert werden. Es wurden nur Grundzustandsübergänge beobachtet, die in Abb. 4.1 mit Pfeilen markiert sind. Alle weiteren Linien stammen aus dem Eichmaterial ^{11}B oder sind Untergrund- oder Escape-Linien.

Die Endpunktenergie des Bremsspektrums ließ sich anhand der bekannten Dipolanregung bei 6720 keV gut überwachen und für die Auswertung bestimmen. Die einfache Struktur des Spektrums sowie die hervorragende Statistik, die durch den hohen mittleren Elektronenstrahlstrom und ein hochangereichertes massives Target erzielt werden konnte, erlaubten eine präzise Bestimmung der Escape-Wahrscheinlichkeit, die für die Auswertung

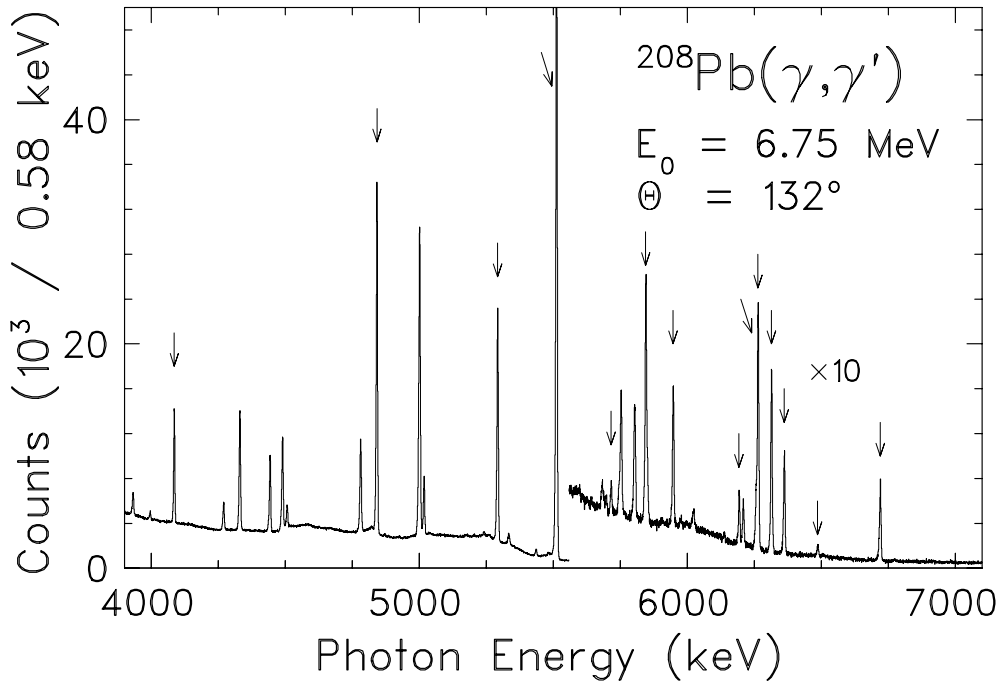


Abb. 4.1: Gesamtspektrum der $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion, aufgenommen mit dem Cluster-Detektor unter 132° bei einer Endpunktenergie von 6.75 MeV. Die Pfeile markieren Grundzustandsübergänge in ^{208}Pb .

komplexer Photonenspektren notwendig ist. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.2. Die Escape-Wahrscheinlichkeit — hier definiert als Verhältnis der Linienflächen von Escape- und Full-Energy-Signal — ist für die Detektoren unter 94° und 132° sowohl für Single-Escape- wie für Double-Escape-Ereignisse als Funktion der Übergangsenergie aufgetragen.

4.1.1 Winkelverteilungen

Aus den Flächen- und Effizienzverhältnissen der beiden Cluster-Detektoren konnte für die einzelnen Linien eine Zweipunkt-Winkelverteilung bestimmt werden, die für Kerne gerader Massenzahl in der Regel zur Unterscheidung zwischen Dipol- und Quadrupolmoden ausreicht

$$\frac{W(132^\circ)}{W(94^\circ)} \propto \frac{\mathcal{A}(132^\circ)}{\mathcal{A}(94^\circ)} \cdot \frac{\varepsilon(94^\circ)}{\varepsilon(132^\circ)}. \quad (4.1)$$

Die Proportionalitätskonstante ist eins, wenn die absoluten Effizienzen unter Berücksichtigung des Raumwinkels verwendet werden. Andernfalls kann das Winkelverteilungsverhältnis mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden, indem auf die bekannten Verteilungen der Eichlinien normiert wird, in diesem Falle ^{11}B mit praktisch isotroper Strahlungscharakteristik. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.3. Der angepaßte Normierungsfaktor

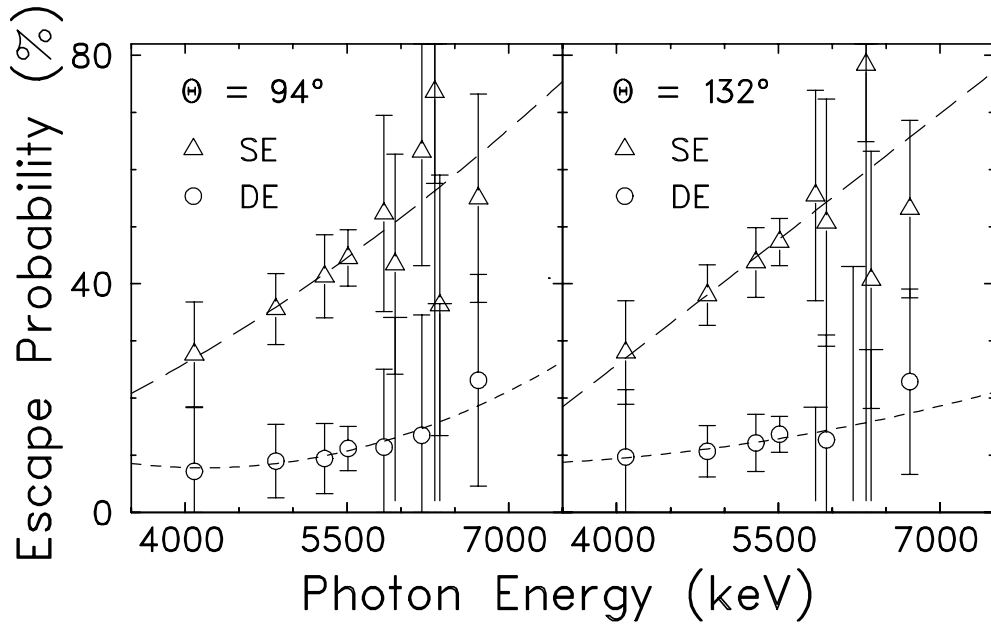


Abb. 4.2: Verhältnisse der Linienflächen von Single- und Double-Escape-Signalen zur Linie bei voller Photonenenergie. Die lang gestrichelte Kurve ist eine Anpassung an die Daten für das Entkommen eines einzelnen Photons (Dreiecke), die kurz gestrichelte Linie für das Entkommen zweier Photonen (Kreise) aus einem e^+e^- -Vernichtungsprozeß.

für diese Messung betrug 1.05, was die Zuverlässigkeit in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit unterstreicht.

Dipol- und Quadrupolanregungen in ^{208}Pb ließen sich anhand von Abb. 4.3 unterscheiden, doch ist für beide Multipolordnungen eine systematische Verschiebung der Strahlungscharakteristika hin zu einer isotropen Verteilung sichtbar, obwohl die Mittelung über den endlichen Detektoröffnungswinkel bereits berücksichtigt war. Dieses Verhalten ist bisher unverstanden. Eine mögliche Erklärung besteht in der Fehlbestimmung der Streuwinkel, d. h. der Detektorpositionen. Zur Erklärung der Diskrepanzen zu den Theoriewerten müßten die Detektoren über 5° von ihren Sollpositionen abweichen, was bei einer Justiergenauigkeit von ca. 1° ausgeschlossen werden konnte. Auch die Divergenz des einfallenden Photonenstrahls überschreitet nicht 1.5° und konnte daher als Ursache der beobachteten Isotropie ausgeschlossen werden.

Zusätzlich zur Zweipunkt-Winkelverteilung gab es die Möglichkeit, mit den beiden Cluster-Detektoren sechs Punkte der Winkelverteilungsfunktion simultan zu bestimmen, wie in Kap. 3.3 beschrieben. Die Normierung der Resultate auf die drei unter 132° positionierten Kapseln (zentrale ‘Spalte’ des 132° -Clusters) reduzierte die Bestimmung der Winkelverteilung auf eine Relativmessung. Die Detektorkapseln unter 132° zum einfallenden Strahl wurden gewählt, da hier in der Regel die beste Statistik erzielt werden konnte. Abbildung 4.4 zeigt als Beispiel die für die Anregungen bei 4086 keV und 5512 keV ge-

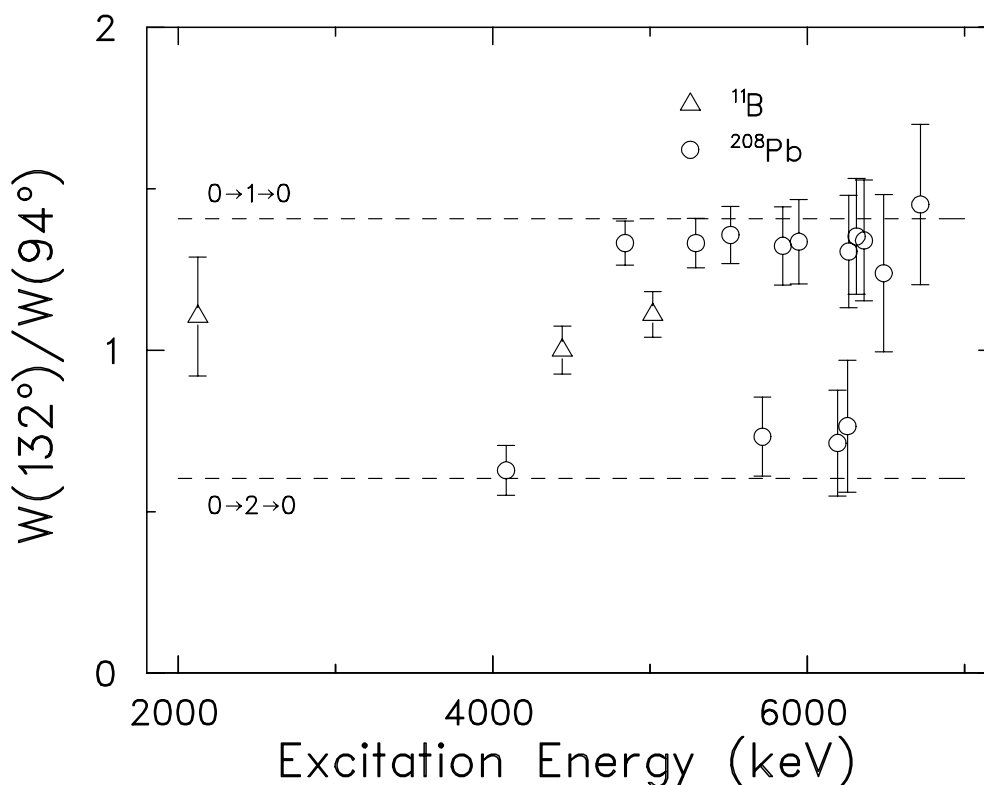


Abb. 4.3: Zweipunkt–Winkelverteilung von Übergängen in ^{208}Pb . Die strichlierten Geraden geben die Theoriewerte für reine Dipol- bzw. Quadrupolanregungen an, die auf die Detektoröffnung korrigiert wurden. Die Werte für ^{208}Pb (Kreise) wurden auf die Winkelverteilungen der Übergänge aus dem Eichmaterial ^{11}B geeicht (Dreiecke).

wonnenen Winkelverteilungen: Für das Niveau bei 4086 keV konnte eindeutig Spin $J = 2$, für das Niveau bei 5512 keV $J = 1$ identifiziert werden.

Die Sechspunkt–Winkelverteilungen wurden zusätzlich zur Bestimmung der Spins der einzelnen Zustände herangezogen, wenn aus der Zweipunkt–Winkelverteilung keine eindeutige Zuordnung möglich war. Sie sind vollständig in Anhang A abgebildet.

4.1.2 Parität

Aus den Flächenverhältnissen der Linien, die durch im Detektor orthogonal und unter 30° bzw. 150° zur Reaktionsebene gestreute Photonen hervorgerufen wurden, konnte die experimentelle Asymmetrie bestimmt werden. Die Resultate sind in Abb. 4.5 zusammen mit den erwarteten Werten dargestellt, die im Rahmen von [13] bei niedrigen Photonenenergien verifiziert werden konnten. Nur für die stärksten Übergänge war eine eindeutige Bestimmung der Parität möglich, d. h. der definitive Ausschluß der jeweils anderen Parität. Die erzielten Ergebnisse sind mit den Literaturwerten [28] konsistent. Außerdem ist

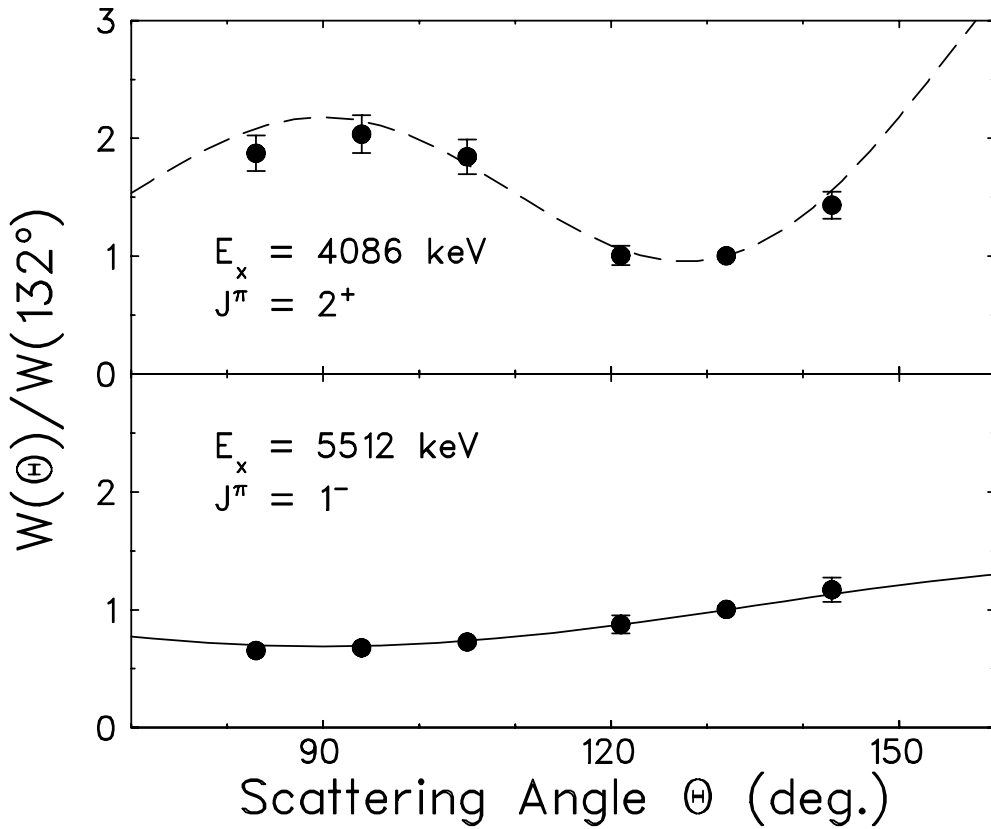


Abb. 4.4: Sechspunkt-Winkelverteilungsfunktion zweier ausgewählter Grundzustandsübergänge in ^{208}Pb : Im oberen Teilbild sind die für die Linie bei 4086 keV, im unteren Teilbild für die Linie bei 5512 keV ermittelten Werte als Funktion des Streuwinkels aufgetragen. Die gestrichelte resp. durchgezogene Linie repräsentieren die erwartete Strahlungscharakteristik einer $(0 \rightarrow 2 \rightarrow 0)$ - bzw. $(0 \rightarrow 1 \rightarrow 0)$ -Kaskade.

der Zerfall des Niveaus bei 5020 keV in ^{11}B eingetragen, dessen Asymmetrie durch die Isotropie der Winkelverteilung nahezu verschwinden sollte. In der Tat ist der Meßwert mit Null verträglich.

4.1.3 Stärkeverteilung

Auf der Basis der Winkelverteilungen konnten aus den Spektren die Linienflächen und somit die Wirkungsquerschnitte bestimmt und anschließend auf Selbstabsorption korrigiert werden. Tabelle 4.1 zeigt die Ergebnisse für Anregungsenergie, Spin und Parität, Grundzustandsverzweungsverhältnis, die zum integrierten Wirkungsquerschnitt proportionale Größe Γ_0^2/Γ , die Anregungsstärke und die Lebensdauer der einzelnen Niveaus.

Für alle beobachteten Anregungen konnte die Multipolarität eindeutig aus diesem Experiment oder der Literatur festgelegt werden. Verzweigungen in angeregte Zustände konnten

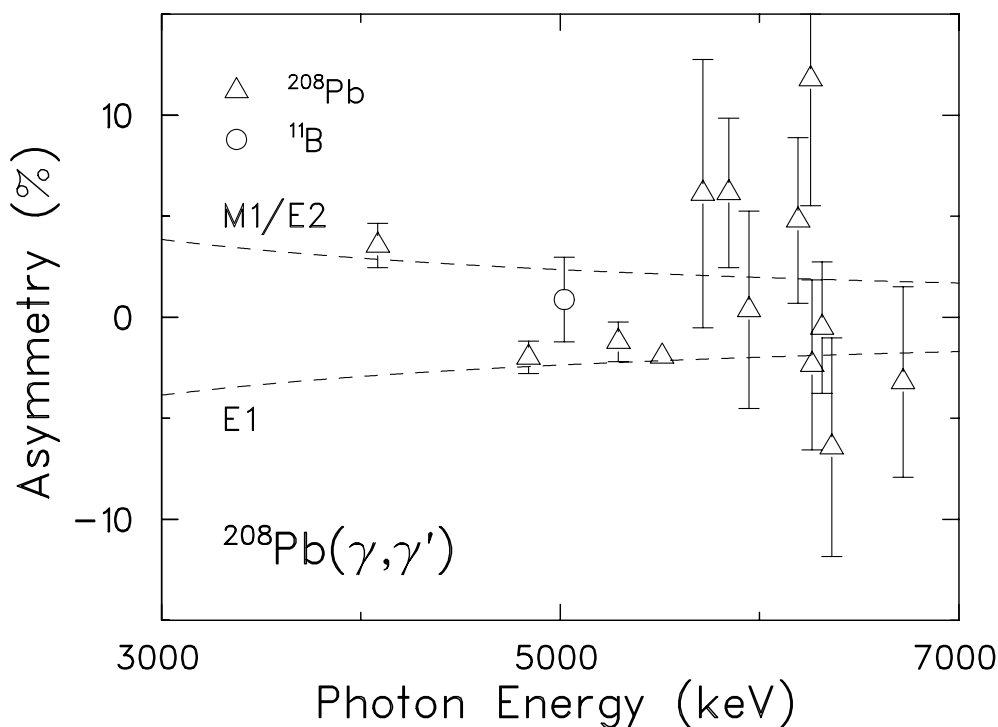


Abb. 4.5: Asymmetrie der im Detektor gestreuten Strahlung für die Übergänge aus ^{208}Pb (Dreiecke). Zum Vergleich ist die isotrope Verteilung eines Übergangs aus ^{11}B (Kreis) sowie die zu hohen Energien extrapolierten Kurven für die Asymmetrie des Cluster-Detektors bei einem experimentellen Schwellwert von 150 keV nach Ref. [13] gezeigt (gestrichelt). Magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolübergänge besitzen positive, elektrische Dipolübergänge negative Asymmetrie.

nicht beobachtet werden. Die in Ref. [55] angegebenen Verzweigungsverhältnisse aus einem Selbstabsorptionsexperiment wurden für die Zustände bei 4842 keV und 5292 keV alternativ zu $\Gamma_0/\Gamma = 1$ bei der Auswertung berücksichtigt. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Übergangsstärken wurde die Selbstabsorption berücksichtigt, was zu Korrekturen von bis zu 23% für die stärksten Anregungen führte.

4.1.4 Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen

In diesem Abschnitt werden die erzielten Ergebnisse im Vergleich zu anderen experimentellen Resultaten dargestellt und bewertet. Der doppelmagische Kern ^{208}Pb gehört zu den am besten studierten in der Kernphysik¹. Zahlreiche Untersuchungen mit verschiedenen Proben wurden in den vergangenen Jahrzehnten durchgeführt, so daß hier nur punktuell auf andere Quellen verwiesen werden kann.

¹Die Datenbank ‘Nuclear Science References’ des National Nuclear Data Center (Brookhaven, NY, USA) gibt für ^{208}Pb derzeit 4148 Einträge an.

Tab. 4.1: Ergebnisse des Photonenstreuexperimentes an ^{208}Pb . Angegeben sind die Anregungsenergie E_x , der Drehimpuls und die Parität J^π , das Verzweigungsverhältnis Γ_0/Γ , das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die reduzierte Übergangsstärke $B(\sigma\lambda)$ sowie die Lebensdauer τ .

E_x (keV)	J^π (\hbar)	Γ_0/Γ	Γ_0^2/Γ (eV)	$B(\sigma\lambda) \uparrow$ (^a)	τ (fs)
4085.5(2)	2 ⁺	1.0	0.45(3)	2434(168)	1.47(10)
4841.7(3)	1 ⁻	1.0	4.78(31)	121(8)	0.14(1)
		0.85 ^b	4.69(30)	139(9)	0.10(1)
5292.3(3)	1 ⁻	1.0	6.31(43)	122(8)	0.10(1)
		0.78 ^b	6.13(42)	152(10)	0.065(4)
5512.1(3)	1 ⁻	1.0	28.3(21)	484(36)	0.023(2)
5715.5(4)	2 ⁺	1.0	0.13(2)	127(17)	5.25(40)
5844.9(4)	1 ⁺	1.0	1.67(16)	2.17(21)	0.39(5)
5947.0(4)	1 ⁻	1.0	1.13(11)	15.4(16)	0.58(8)
6193.1(4)	2 ⁺	1.0	0.57(7)	388(48)	1.15(11)
6255.6(4)	2 ⁺	1.0	0.50(7)	323(47)	1.32(13)
6263.8(4)	1 ⁻	1.0	4.17(54)	48.6(63)	0.16(2)
6313.9(4)	1 ⁻	1.0	3.34(52)	38.0(59)	0.20(4)
6361.6(4)	1 ⁻	1.0	2.05(37)	22.8(41)	0.32(5)
6486.4(5)	1 ⁻	1.0	0.29(8)	3.0(10)	2.29(47)
6719.7(5)	1 ⁻	1.0	4.37(248)	41.3(235)	0.15(9)

^aE1–Stärke in $10^{-3} e^2\text{fm}^2$, M1–Stärke in μ_N^2 , E2–Stärke in $e^2\text{fm}^4$.

^bVerzweigungsverhältnis aus [28].

Es wurden bereits mehrere KRF–Experimente an ^{208}Pb durchgeführt. Eine Übersicht über die gemessenen Werte für Γ_0^2/Γ zeigt Tab. 4.2. Der Vergleich belegt die hohe Sensitivität und Präzision dieser Messung. Drei E2–Anregungen konnten erstmals in KRF beobachtet werden, für eine E1–Anregung war erstmals die Bestimmung der Übergangsstärke möglich. Die Ergebnisse der Paritätsbestimmung widersprechen früheren KRF–Experimenten, die für den Zustand bei 4842 keV positive Parität vermutet hatten [107], und unterstützen die Befunde von Ref. [112]. Die deduzierten Übergangsstärken stimmen typischerweise mit den bislang erzielten Ergebnissen überein.

Das Niveau bei 4086 keV mit $J^\pi = 2^+$ kann als schwach kollektive Quadrupolvibration aufgefaßt werden [$B(\text{E}2) = 8.7(5)$ W. u.]. Der Literaturwert der Nuclear Data Sheets [28] für die Anregungsstärke stammt aus Elektronenstreuexperimenten über einen weiten Impulsübertragungsbereich [114]. Im Vergleich zu dem KRF–Experiment von Chapuran *et al.* [55] wurde im vorliegenden Experiment eine geringere Anregungsstärke bestimmt. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Endpunktenergie von Ref. [55] höher lag und

Tab. 4.2: Resultate verschiedener Photonenstreuexperimente an ^{208}Pb im Vergleich.

E_x (keV)	Γ_0^2/Γ^a (eV)	Γ_0^2/Γ^b (eV)	Γ_0^2/Γ^c (eV)	Γ_0^2/Γ^d (eV)	Γ_0^2/Γ^e (eV)	Γ_0^2/Γ^f (eV)	Γ_0^2/Γ^g (eV)	Γ_0^2/Γ^h (eV)
4086	0.45(3)	0.68(15)	0.51(20)	0.49(5)				
4842	4.78(31)	5.0(8)	6.3(22)	5.1(8)	6(2)		4.7(9)	6.9(14)
5292	6.31(43)	5.1(8)	8.6(30)		7(2)	5.2(15)		7.0(14)
5512	28.3(21)	22.3(34)	28(10)		18(3)	17.7(48)		21.4(22)
5716	0.13(2)							
5845	1.67(16)						1.2(4)	
5947	1.13(11)	1.0(3)						
6193	0.57(7)							
6256	0.50(7)							
6264	4.17(54)	2.6(5)	4.1(18)			3.0(11)		
6314	3.34(52)	3.2(6)	1.0					
6362	2.05(37)	1.6(4)	0.5					
6486	0.29(8)							
6720	>4.37	7.6(15)	15(6)		13(3)	6.9(20)		13.0(16)

^aDiese Arbeit.^bReferenz [55].^cReferenz [108].^dReferenzen [107, 109].^eReferenz [110].^fReferenz [111].^gReferenz [112].^hReferenz [113].

daher eine Bevölkering des 2_1^+ -Niveaus aus dem Zerfall hochliegender Zustände nicht ausgeschlossen werden kann.

Für die elektrische Dipolanregung bei 4842 keV ließen die Ergebnisse von [55] ein Verzweigungsverhältnis in den Grundzustand von $\Gamma_0/\Gamma = 0.85_{-0.09}^{+0.13}$ erwarten. Das Verzweigungsverhältnis aus (p,p' γ)-Experimenten [115, 116] ist größer und durchweg mit eins verträglich, wenn auch von [115] eine Verzweigung von 10% in den 2_1^+ -Zustand nicht ausgeschlossen werden konnte. Das Nachweislimit des hier vorgestellten Experiments betrug wegen des starken nichtresonanten Streuuntergrunds ca. 15%.

Die Befunde für das Verzweigungsverhältnis des Niveaus bei 5292 keV sind ähnlich. Die Selbstabsorptionsexperimente [55] sind hier im Einklang mit den Resultaten von [115], wohingegen Ref. [116] keine Verzweigung angibt. Auf Basis der Experimente am S-DALINAC konnte eine Verzweigung von mehr als 20% zum 2_1^+ aber ausgeschlossen werden.

Während neuere γ -spektroskopische Untersuchungen bei Protonenstreuexperimenten [116]

oder Teilchentransferreaktionen [117] für die elektrische Dipolanregung bei 5512 keV nur den Zerfall zum Grundzustand detektieren konnten, wurden von früheren Experimenten [115, 118, 119] Verzweigungen zu anderen angeregten Zuständen vermutet. Eventuell kann diese Diskrepanz durch ein unaufgelöstes Dublett der Dipolanregung bei 5512 keV mit einer elektrischen Oktupolanregung bei 5516 keV erklärt werden. Das letztgenannte Niveau zerfällt im Rahmen der Meßgenauigkeiten ausschließlich zum 3_1^- [117].

Für den Zustand bei 5716 keV konnte das vorliegende Experiment erstmals $J^\pi = 2^+$ aus der Winkelverteilung festlegen². In der Zusammenstellung von Schramm *et al.* [117] wird ein reiner Zerfall zum Grundzustand berichtet.

Das Niveau bei $E_x = 5845$ keV wird durch einen M1-Übergang aus dem Grundzustand angeregt. Die extrahierte Anregungsstärke von $2.2 \mu_N^2$ ist im Rahmen der Fehler mit dem Wert von Wienhard *et al.* verträglich [112], weicht jedoch vom Resultat aus (e,e') auf Grundlage eines isoskalar-isovektoriellen Mischungsmodells [120] ab. Daten einer früheren Analyse [121] sind im Einklang mit den hier extrahierten Daten. Eine Charakterisierung als 'isovektorielle' Anregung auf der Basis von Ref. [120] erzielt zwar eine bessere Übereinstimmung mit dem KRF-Resultat, kann aber die Formfaktoren nur unzureichend beschreiben.

Die 2^+ -Zustände bei 6193 keV und 6256 keV wurden hier erstmals in einem KRF-Experiment beobachtet³. Die Stärke des erstgenannten Niveaus stimmt mit dem Resultat aus Elektronenstreuung überein [122, 123].

Die E1-Anregung bei 6486 keV konnte in früheren KRF-Experimenten nicht beobachtet werden, war aber aus Protonenstreuung und (d,p γ)-Reaktionen mit Drehimpuls und Parität bekannt [116–118].

Die aus dem hier vorgestellten Experiment bestimmte Anregungsstärke des 1^- -Zustands bei 6720 keV ist aufgrund der Nähe zum Endpunkt des Bremsstrahlungsspektrums als untere Abschätzung zu betrachten.

4.2 ^{206}Pb

Das Gesamtspektrum der $^{206}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion für den Cluster-Detektor unter 132° ist in Abb. 4.6 ab 4 MeV gezeigt. Grundzustandsübergänge in ^{206}Pb sind mit Pfeilen markiert; Verzweigungen in den ersten angeregten Zustand sind durch Klammern gekennzeichnet. Das Spektrum besitzt eine reichhaltigere Struktur als das an ^{208}Pb gemessene. Dabei muß allerdings beachtet werden, daß das Targetmaterial nur einen Anreicherungsgrad von 88% besaß (vgl. Tab. 3.2), so daß das Spektrum auch Linien aus ^{207}Pb und ^{208}Pb enthält. Dennoch ist die im Vergleich zu ^{208}Pb stärkere Fragmentation offensichtlich.

²Eine M2-Anregung kann aufgrund der Stärke ausgeschlossen werden.

³Eine genauere Diskussion der E2-Anregungen folgt in Kap. 6.

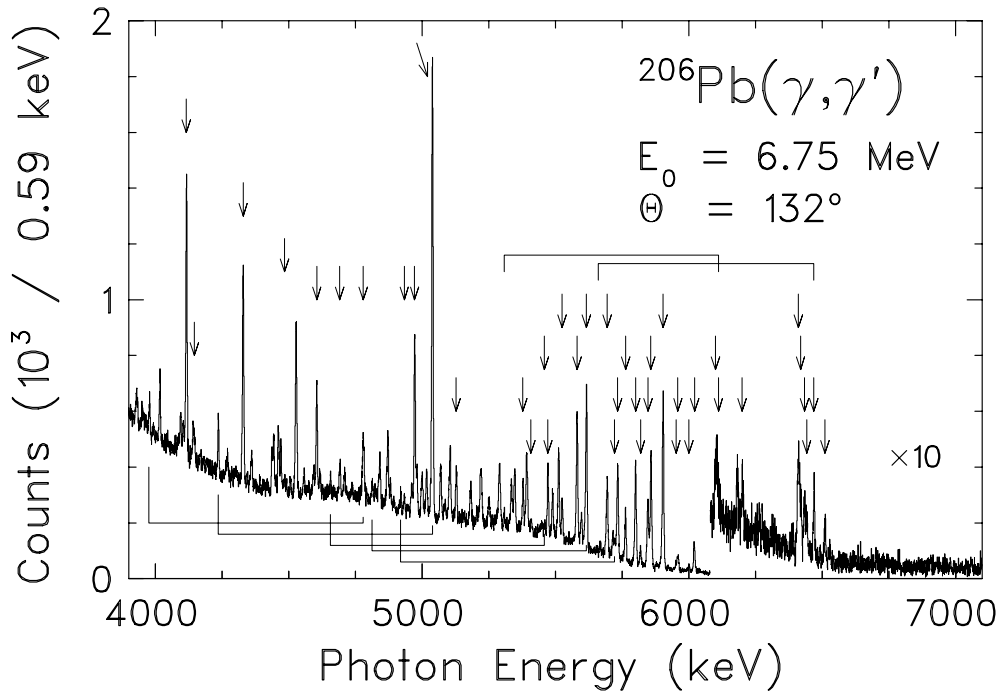


Abb. 4.6: Gesamtspektrum der $^{206}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion, aufgenommen mit dem Cluster-Detektor unter 132° bei einer Endpunktenergie von 6.75 MeV. Pfeile markieren Grundzustandsübergänge in ^{206}Pb , Klammern Verzweigungen in den 2_1^+ -Zustand.

4.2.1 Winkelverteilung und Parität

Abbildung 4.7 zeigt die Zweipunkt-Winkelverteilung für die Übergänge aus ^{206}Pb . Grundzustandsübergänge sind durch offene Kreise, Verzweigungen zum 2_1^+ -Zustand bei 803.1 keV durch ausgefüllte Kreise gekennzeichnet. Das Winkelverhältnis wurde auf die Dipolanregungen in ^{208}Pb normiert (Dreiecke), die gleichzeitig zur Flußkalibrierung bei dieser Messung dienten. Die Mehrheit der dem ^{206}Pb zugeordneten Linien liegen in der Nähe des für Dipolanregungen erwarteten Wertes, die Übergänge in den ersten angeregten Zustand zeichnen sich hingegen dadurch aus, daß sie eine ausgeprägtere Strahlungscharakteristik besitzen. Für den Zerfall eines 1^- -Zustands zum 2_1^+ -Niveau wird eine nahezu isotrope Winkelverteilung erwartet. Zu den Zerfällen $1^+ \rightarrow 2^+$ und $2^+ \rightarrow 2^+$ können M1- und E2-Anteile eine Rolle spielen. Die Winkelverteilungen hängen hier vom Mischungsparameter ab.

Auf die Darstellung des Verhältnisses der vertikal und ‘horizontal’ zur Reaktionsebene detektierten Zweifachkoinzidenzen wird an dieser Stelle verzichtet. Keiner der identifizierten Grundzustandsübergänge besaß hinreichende Genauigkeit, um eine Paritätsbestimmung durchführen zu können. Dies liegt nicht an dem in Kap. 3 beschriebenen zeitweisen Ausfall eines Elektronikmoduls, sondern an der kurzen Meßzeit von nur 15 Stunden.

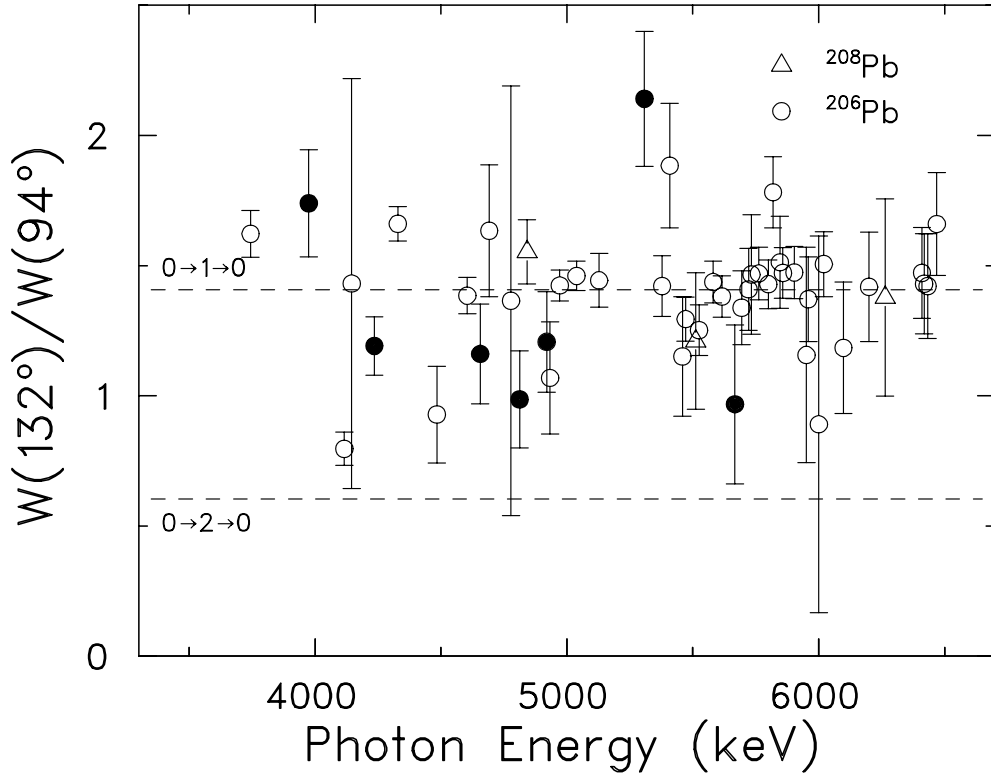


Abb. 4.7: Zweipunkt–Winkelverteilung von Übergängen in ^{206}Pb . Die strichlierten Geraden geben die Theoriewerte für reine Dipol- bzw. Quadrupolanregungen an, die auf die Detektoröffnung korrigiert wurden. Kreise zeigen Übergänge aus ^{206}Pb in den Grundzustand (offene Symbole) sowie in den 2_1^+ -Zustand (ausgefüllt). Auf die Linien aus ^{208}Pb wurde normiert (Dreiecke).

4.2.2 Stärkeverteilung

Die Kontamination des Targets vor allem mit ^{207}Pb führte dazu, daß besonders bei schwachen, zuvor noch nicht beobachteten Übergängen die Herkunft in der Regel nicht eindeutig geklärt werden konnte. Eine zusätzliche Informationsquelle stellte hier das Spektrum der $^{204}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion dar, in dem, wie in Tab. 3.2 gezeigt, Anteile aus ^{207}Pb und ^{206}Pb neben ^{208}Pb vorhanden waren. Aus den Flächenverhältnissen der in beiden Messungen beobachteten Übergänge konnte meist eindeutig auf die Herkunft der Signale im Pulshöhenspektrum geschlossen werden. Eine Ausnahme bildete eine Gruppe von Anregungen um 6.4 MeV, die, in beiden Spektren detektiert, mit einer Zuordnung zu ^{207}Pb konsistent war, aber in früheren Experimenten nicht beobachtet werden konnte. Bei einer Zuordnung zu ^{207}Pb würden diese Linien allerdings die bislang stärksten Dipolanregungen darstellen, was aufgrund der Sensitivität früherer Experimente (vgl. z. B. [55]) nicht wahrscheinlich ist. Es mußte deshalb angenommen werden, daß diese erstmals identifizierten Niveaus bei praktisch identischen Anregungsenergien sowohl in ^{204}Pb als auch in ^{206}Pb existieren. Für

eine Zuordnung dieser Anregungen zu ^{206}Pb liegen die extrahierten Stärken im Bereich der Nachweisgrenzen früherer Experimente [55].

Tabelle 4.3 zeigt die gemessenen Anregungsenergien, Drehimpulse und Paritäten, Verzweigungsverhältnisse, die Werte Γ_0^2/Γ , die Anregungsstärken und Lebensdauern. Für Anregungen, deren Multipolordnung nicht aus den Winkelverteilungen oder der Literatur [124] bestimmt werden konnte, wurde die Winkelverteilung einer (0–1–0)–Kaskade angenommen. Die Übergangsstärken sind für Zustände, deren Parität unbekannt ist, in Einheiten der E1–Stärke, d. h. in $e^2\text{fm}^2$ angegeben. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden auf Selbstabsorption korrigiert, wobei sich für die stärksten Anregungen Korrekturen bis 11% ergaben.

4.2.3 Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen

Im Vergleich mit früheren KRF–Experimenten (siehe Tab. 4.4) findet sich im allgemeinen eine gute Übereinstimmung. Bei niedrigen Anregungsenergien reproduzieren die hier vorgestellten Resultate eher die Arbeiten von Swann [109] als von Chapuran *et al.* [55], wenn man von dem Zustand bei 4329 keV absieht. Für dieses Niveau gibt [109] positive Parität an, im Gegensatz zu neueren KRF–Experimenten mit polarisierten Photonen [125]. Für Anregungsenergien ab 5 MeV stimmen die Stärken aus Ref. [55] mit denen dieser Arbeit im Rahmen der Fehler überein. Es existieren aber Unterschiede in den Verzweigungsverhältnissen der einzelnen Niveaus, die im folgenden kurz in Auswahl diskutiert werden.

Für das Niveau bei 3744 keV sind Spin und Parität aus dem Drehimpulsübertrag einer (p,d)–Reaktion bekannt [126].

Neben der aus anderen KRF–Experimenten bekannten E2–Anregung berichten ältere Elektronenstreuexperimente [127] über eine E2–Anregung bei ca. 4090 keV. Die aus (e,e') bestimmte Übergangsstärke stimmt mit der des 4116 keV – Niveaus im Rahmen von ca. 50% überein. Es ist anzunehmen, daß die Niveaus identisch sind.

Der Zustand bei 4484 keV war in (n,n'γ)– und (p,t)–Reaktionen [128,129] bereits nachgewiesen worden, ohne die Multipolarität des Zerfalls in den Grundzustand bestimmen zu können. Dies war hier mit $J^\pi = 2^+$ erstmals eindeutig möglich.

Die Interpretation des Signals bei 4779 keV stellte sich in diesem Experiment als schwierig heraus. Zum einen existiert ein Übergang, der als Verzweigung eines Zustands bei 4779 keV zum 2_1^+ interpretiert werden kann. Zum anderen stimmt die Übergangsenergie mit einer eventuellen Verzweigung des Niveaus bei 5581 keV überein und ist zusätzlich von Single- und Double–Escape–Signalen überlagert. Ergebnisse der (n,n'γ)–Reaktion von Ref. [128] unterstützen die hier verwendete Annahme, daß es sich bei dem Übergang bei 4779 keV um einen Grundzustandsübergang handelt. Die Beobachtung [128] eines Zerfallszweigs zum 1^+ –Niveau bei 1704 keV konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht verifiziert werden.

Tab. 4.3: Ergebnisse des Photonenstreuexperimentes an ^{206}Pb . Angegeben sind die Anregungsenergie E_x , der Drehimpuls und die Parität J^π , das Verzweigungsverhältnis Γ_0/Γ , das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die reduzierte Übergangsstärke $B(\sigma\lambda)$ sowie die Lebensdauer τ . Für Anregungen, bei denen die Multipolarität nicht eindeutig zugeordnet werden konnte, wird die Übergangsstärke als E1-Stärke angegeben.

E_x (keV)	J^π (\hbar)	Γ_0/Γ	Γ_0^2/Γ (eV)	$B(\sigma\lambda) \uparrow$ (^a)	τ (fs)
3743.7(7)	1^-	1.0	0.09(1)	4.9(6)	7.36(87)
4116.0(7)	2^+	1.0	0.29(3)	1506(158)	2.29(24)
4145.9(8)	1^\pm	1.0	0.03(2)	1.0(7)	26.3(185)
4328.6(5)	1^-	1.0	0.33(4)	11.7(12)	1.99(21)
4483.5(5)	2^+	1.0	0.02(1)	83(15)	27.1(50)
4604.6(4)	1^-	1.0	0.25(3)	7.3(8)	2.66(29)
4691.4(4) ^b	1^\pm	1.0	0.08(2)	2.1(4)	8.6(19)
4778.6(10) ^c	1^\pm	$0.75^{+0.25}_{-0.45}{}^d$	0.20(14)	7.1(48)	1.83(125)
4933.3(5)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.04(1)	0.9(2)	17.3(38)
4972.0(3)	1^-	1.0	0.70(7)	16.3(17)	0.94(10)
5038.5(2)	1^-	$0.94^{+0.06}_{-0.21}$	2.12(21)	50.6(51)	0.27(3)
5128.0(3)	1^\pm	1.0	0.23(3)	4.9(6)	2.87(36)
5378.1(3)	1^\pm	1.0	0.28(4)	5.1(7)	2.38(32)
5408.4(5)	(1^\pm)	1.0	0.09(2)	1.6(3)	7.6(17)
5459.1(6)	$(1^\pm, 2^+)$	$0.51^{+0.19}_{-0.11}$	0.09(2)	3.0(7)	1.97(44)
5471.8(3)	$1^{(-)}$	1.0	0.58(7)	10.2(12)	1.13(13)
5525.1(3)	1^\pm	1.0	0.40(5)	6.8(8)	1.64(20)
5581.1(3)	1^-	1.0^e	1.47(17)	24.2(27)	0.45(6)
5616.1(3) ^f	$1^{(-)}$	$0.94^{+0.06}_{-0.24}$	2.02(23)	34.8(39)	0.29(3)
5694.1(4)	1^-	1.0	0.95(14)	14.8(22)	0.69(10)
5722.1(6)	1^\pm	$0.67^{+0.25}_{-0.15}$	0.19(3)	4.4(7)	1.52(25)
5733.3(4)	1^-	1.0	1.44(32)	21.9(48)	0.46(10)
5762.6(4)	1^-	1.0	0.68(9)	10.2(13)	0.96(12)
5800.5(4)	1^+	1.0	1.68(20)	2.23(27)	0.39(5)
5819.1(5)	1^-	1.0	0.25(4)	3.7(6)	2.6(4)
5846.5(4)	1^-	1.0	1.15(21)	16.4(29)	0.57(10)
5858.2(4)	1^-	1.0	2.17(27)	30.9(38)	0.30(4)

^aE1-Stärke in $10^{-3} e^2\text{fm}^2$, M1-Stärke in μ_N^2 , E2-Stärke in $e^2\text{fm}^4$.

^bZuordnung zu ^{206}Pb unklar; in der Messung mit Hauptkomponente ^{204}Pb ist der Übergang überlagert mit einer Single-Escape-Linie einer Verzweigung aus ^{204}Pb .

^cBeiträge von Single- und Double-Escape-Linien (insgesamt 50%) berücksichtigt.

^dGrundzustandsübergang fällt mit einer möglichen Verzweigung des Zustands bei 5581 keV zusammen.

^eVerzweigung zum 2_1^+ mit Linie bei 4779 keV überlagert.

^fGrundzustandsübergang fällt mit einer möglichen Verzweigung des Zustands bei 6419 keV zusammen.

Fortsetzung Tab 4.3.

E_x (keV)	J^π (\hbar)	Γ_0/Γ	Γ_0^2/Γ (eV)	$B(\sigma\lambda) \uparrow$ (^a)	τ (fs)
5903.6(4)	1^-	1.0	3.48(44)	48.5(61)	0.19(3)
5951.8(12)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.13(5)	1.8(7)	5.0(18)
5959.2(5)	1^\pm	1.0	0.34(6)	4.7(8)	1.9(3)
6000.4(7) ^b	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.09(5)	1.2(7)	7.4(42)
6021.5(5)	1^\pm	1.0	0.66(9)	8.6(12)	1.00(14)
6100.2(15)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.32(7)	4.0(9)	2.06(47)
6110.7(10)	$(1^\pm, 2^+)$	$0.35^{+0.11}_{-0.12}$	0.12(4)	4.3(14)	0.67(25)
6200.4(7)	1^\pm	1.0	0.21(4)	2.5(5)	3.14(64)
6433.7(7)	1^\pm	1.0	0.35(10)	3.7(10)	1.90(54)
6410.5(6) ^c	1^\pm	1.0	0.65(15)	7.1(17)	1.01(24)
6418.8(8) ^c	1^\pm	1.0^d	0.40(10)	4.3(11)	1.65(42)
6442.4(9)	(1^\pm)	1.0	0.22(9)	2.4(10)	2.96(123)
6469.2(8) ^c	1^\pm	$0.82^{+0.18}_{-0.41}{}^e$	0.46(42)	5.9(54)	0.97(88)
6510.6(10)	1^-	1.0	0.24(20)	2.5(21)	2.8(25)

^aE1-Stärke in $10^{-3} e^2\text{fm}^2$, M1-Stärke in μ_N^2 , E2-Stärke in $e^2\text{fm}^4$.

^bBeitrag aus Single Escape (ca. 40%) berücksichtigt.

^cZuordnung zu ^{206}Pb unklar, in Messung mit Hauptkomponente ^{204}Pb vermutlich mit einem Übergang aus ^{204}Pb überlagert.

^dMögliche Verzweigung zum ersten angeregten Zustand fällt mit dem starken Übergang bei 5616 keV zusammen.

^eVerzweigung zum ersten angeregten Zustand mit Single-Escape-Linie eines Übergangs aus ^{207}Pb überlagert; Beitrag (ca. 50%) berücksichtigt.

Für den Zerfall des 1^- -Zustands bei 5039 keV konnte ein Verzweungsverhältnis bestimmt werden, das mit dem in [55] gemessenen verträglich ist.

Die Übereinstimmung des Niveaus bei 5128 keV mit einer in (e,e') beobachteten E2-Anregung [130] ist nicht nur aufgrund der beobachteten Winkelverteilung unwahrscheinlich. Die von [130] berichtete Übergangsbreite ist etwa einen Faktor zehn kleiner als der hier gemessene Wert.

Eine schwache Verzweigung zum 2_1^+ -Niveau konnte für den Zustand bei 5616 keV erstmals gefunden werden. Der Grundzustandsübergang fällt mit einer möglichen Verzweigung eines Niveaus bei 6419 keV zusammen.

Das hier vorgestellte Experiment konnte eine Verzweigung des Zustands bei 5694 keV in das 2_2^+ -Niveau nicht bestätigen. Ebenso wurden Zerfallszweige zum 2_2^+ ausgehend von den Niveaus bei 5733 keV und 5819 keV nicht beobachtet [55].

Die Anregungen bei 6100 bzw. 6111 keV liegen in der Nähe eines bekannten 2^+ -Zustands. Dieser wurde in einem (e,e')-Experiment bei 6103(10) keV [130] und in (t,p) bei 6128(15)

Tab. 4.4: Resultate verschiedener Photonenstreuexperimente an ²⁰⁶Pb im Vergleich. Es sind nur die in früheren Experimenten beobachteten Übergänge aus Tab. 4.3 angegeben.

E_x (keV)	Γ_0^2/Γ^a (eV)	Γ_0^2/Γ^b (eV)	Γ_0^2/Γ^c (eV)	Γ_0^2/Γ^d (eV)
3744	0.09(1)			0.13(2)
4116	0.29(3)	0.58(15)		0.30(6)
4329	0.33(4)	0.48(11)		0.90(9)
4605	0.25(3)	0.58(16)		0.23(3)
4972	0.70(7)	0.95(23)	0.8(3)	0.8(2)
5039	2.12(21)	2.6(4)	1.6(6)	2.3(5)
5472	0.58(7)	0.7(2)		
5581	1.47(17)	1.7(3)	0.5 ^e	
5616	2.02(23)	1.8(4)	1.0 ^e	
5694	0.95(14)	0.8(2)	0.5 ^e	
5733	1.44(32)	1.3(3)		
5763	0.68(9)	0.9(2)		
5801	1.68(20)	1.1(3)	1.0 ^e	
5819	0.25(4)	0.5(2)		
5847	1.15(21)	1.1(2)		
5858	2.17(27)	2.0(4)	3.0 ^e	
5904	3.48(44)	3.0(6)		
6511	0.24(20)	1.9(4)		

^aDiese Arbeit.^bReferenz [55].^cReferenz [108].^dReferenz [109].^eFehler wird zu größer als 50% abgeschätzt.

keV [131] beobachtet. Die Anregungsstärke aus der Elektronenstreuung ist mit den hier gefundenen Werten verträglich.

Die Abweichungen der extrahierten Übergangsstärke von früheren Experimenten [55] für das Niveau bei 6511 keV haben ihre Ursache in einer Überlagerung des Grundzustands mit einer Verzweigung eines höherliegenden Niveaus, das im vorgestellten Experiment nicht bevölkert werden konnte.

Für die Existenz von einer Reihe weiterer Zustände existieren Hinweise aus inelastischer Protonenstreuung [132], die hier nicht ausführlich diskutiert werden.

4.3 ^{204}Pb

In Abb. 4.8 ist das Photonenstreuungsspektrum am Target mit Hauptkomponente ^{204}Pb ab einer Energie von 4 MeV dargestellt. Grundzustandsübergänge in ^{204}Pb sind mit Pfeilen markiert. Verzweigungen zum 2_1^+ -Niveau sind mit Klammern gekennzeichnet. Wegen des verhältnismäßig niedrigen Anreicherungsgrads des zur Verfügung stehenden Materials finden sich im Spektrum neben der sehr reichhaltigen Feinstruktur, die ^{204}Pb zugeordnet werden kann, noch Signale aus ^{207}Pb und ^{206}Pb . Die Photonenflußrichtung wurde wieder unter Bezug auf die Linien aus ^{208}Pb durchgeführt.

4.3.1 Winkelverteilung und Parität

Die Zweipunkt-Winkelverteilung der dem Isotop ^{204}Pb zugeordneten Übergänge zeigt Abb. 4.9. Grundzustandsübergänge sind durch offene Kreise, Verzweigungen zum 2_1^+ -Zustand bei 899.2 keV durch ausgefüllte Kreise gekennzeichnet. Die Dreiecke zeigen Anregungen in ^{208}Pb , auf die die Verteilung normiert wurde. Man erkennt eine Häufung von Zuständen in der Nähe des für die (0–1–0)-Kaskade erwarteten Verhältnisses. Eine Paritätsbestimmung aus den Koinzidenzdaten war für diese Messung nicht mit ausreichender Statistik möglich.

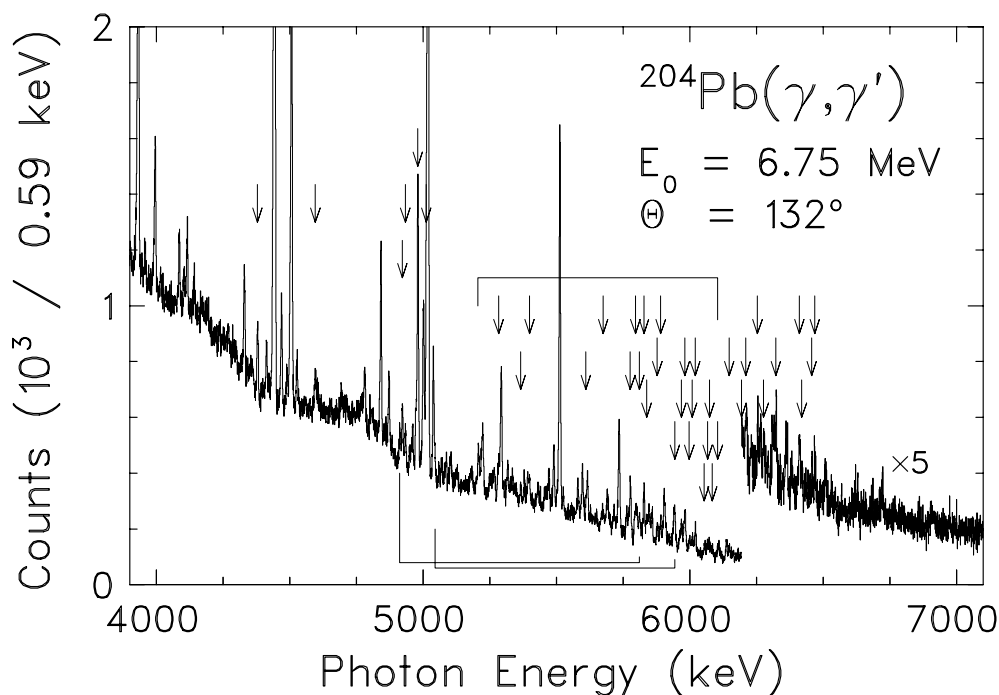


Abb. 4.8: Gesamtspektrum der $^{204}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion, aufgenommen mit dem Cluster-Detektor unter 132° bei einer Endpunktenergie von 6.75 MeV. Pfeile markieren Grundzustandsübergänge in ^{204}Pb , Klammern Verzweigungen zum 2_1^+ -Zustand.

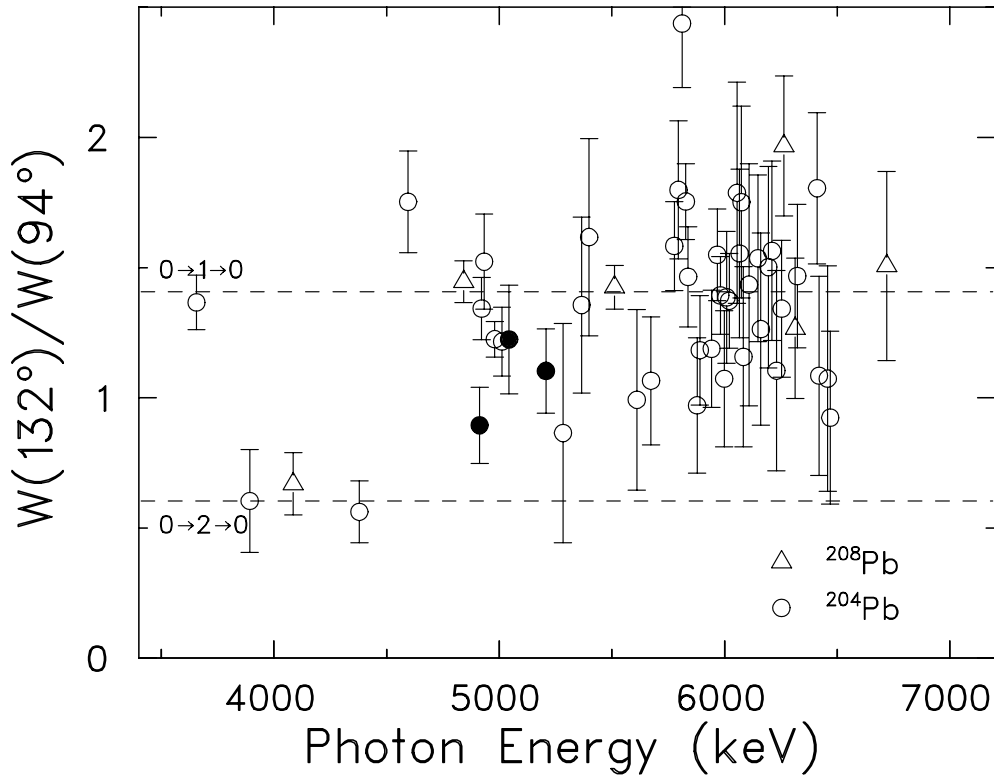


Abb. 4.9: Zweipunkt–Winkelverteilung von Übergängen in ^{204}Pb . Die strichlierten Geraden geben die Theoriewerte für reine Dipol- bzw. Quadrupolanregungen an, die auf die Detektoröffnung korrigiert wurden. Kreise zeigen Übergänge aus ^{204}Pb in den Grundzustand (offene Symbole) sowie in den 2_1^+ -Zustand (ausgefüllt). Auf die Linien aus ^{208}Pb wurde normiert (Dreiecke). Da die Winkelverteilung der Übergänge zum 2_1^+ -Zustand vom Multipol–Mischungsparameter abhängen, wurden die erwarteten Werte nicht eingetragen.

4.3.2 Stärkeverteilung

Wie bereits in Abschn. 4.2.2 erwähnt, wurden zur Identifizierung und Zuordnung der Linien und der Extraktion der Übergangsstärken die Messungen an ^{204}Pb und ^{206}Pb kombiniert betrachtet. Tabelle 4.5 zeigt das Ergebnis der Analyse. Keine der im KRF–Experiment nachgewiesenen Anregungen in ^{204}Pb konnte zuvor in einem anderen Experiment beobachtet werden [133]. Selbstabsorptionseinflüsse konnten für die Anregungen in ^{204}Pb vernachlässigt werden.

Tab. 4.5: Ergebnisse des Photonenstreuexperiments an ^{204}Pb . Angegeben sind die Anregungsenergie E_x , der Drehimpuls und die Parität J^π , das Verzweigungsverhältnis Γ_0/Γ , das Verhältnis Γ_0^2/Γ , die reduzierte Übergangsstärke $B(\sigma\lambda)$ sowie die Lebensdauer τ . Für Anregungen, bei denen die Multipolarität nicht eindeutig zugeordnet werden konnte, wird die Übergangsstärke als E1-Stärke angegeben.

E_x (keV)	J^π (\hbar)	Γ_0/Γ	Γ_0^2/Γ (eV)	$B(\sigma\lambda) \uparrow$ (^a)	τ (fs)
2311.6(6)	1^\pm	1.0	0.02(1)	5.4(10)	28(6)
3377.4(7)	1^\pm	1.0	0.03(2)	2.5(4)	19(4)
3656.3(3)	1^\pm	1.0	0.12(1)	7.2(8)	5.4(5)
3893.2(6)	2^+	1.0	0.03(1)	182(29)	25(4)
4379.0(2)	2^+	1.0	0.11(1)	439(46)	5.8(6)
4596.1(8)	1^\pm	1.0	0.09(2)	2.6(5)	7.6(16)
4922.0(3) ^b	1^\pm	1.0	0.18(4)	4.4(10)	3.6(8)
4933.1(3) ^c	1^\pm	1.0	0.09(4)	2.1(13)	7.7(39)
4980.3(2) ^d	1^\pm	1.0	0.79(26)	18.3(61)	0.84(28)
5011.9(3)	1^\pm	1.0	0.54(6)	12.3(14)	1.22(14)
5283.1(5) ^e	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.16(12)	3.2(24)	4.0(30)
5365.8(6) ^e	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.08(6)	1.4(12)	8.7(73)
5398.7(5)	1^\pm	1.0^f	0.16(4)	3.0(8)	4.0(11)
5610.2(9)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0^g	0.15(4)	2.5(7)	4.4(12)
5674.9(12)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.22(4)	3.5(7)	3.0(6)
5776.6(4)	1^\pm	1.0	0.91(13)	13.6(19)	0.72(10)
5795.5(6)	1^\pm	1.0	0.33(7)	4.8(10)	2.0(4)
5811.3(5) ^h	1^\pm	$0.36^{+0.23}_{-0.16}$	0.17(14)	6.8(59)	0.51(45)
5828.3(3)	1^\pm	1.0	0.80(10)	11.5(14)	0.83(10)
5838.4(4)	1^\pm	1.0	0.37(6)	5.3(8)	1.8(3)
5877.8(6)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.28(6)	4.0(8)	2.3(5)
5890.6(5)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.35(6)	4.9(8)	1.9(3)
5943.8(12) ⁱ	$(1^\pm, 2^+)$	$0.74^{+0.26}_{-0.20}$	0.82(30)	15.1(55)	0.44(30)

^aE1-Stärke in $10^{-3} e^2\text{fm}^2$, M1-Stärke in μ_N^2 , E2-Stärke in $e^2\text{fm}^4$.

^bBeitrag von Verzweigung aus ^{206}Pb (ca. 20%) berücksichtigt.

^cBeitrag von Verzweigung aus ^{206}Pb (ca. 30%) berücksichtigt.

^dBeitrag aus ^{207}Pb (ca. 30%) berücksichtigt.

^eBeitrag aus Single Escape (ca. 40%) berücksichtigt.

^fMögliche Verzweigung fällt mit Escape-Linie zusammen.

^gMögliche Verzweigung fällt mit Escape-Linie aus ^{206}Pb zusammen.

^hBeitrag aus Single Escape (ca. 30%) berücksichtigt.

ⁱBeitrag aus ^{208}Pb (ca. 20%) berücksichtigt.

Fortsetzung Tab. 4.5.

E_x (keV)	J^π (\hbar)	Γ_0/Γ	Γ_0^2/Γ (eV)	$B(\sigma\lambda) \uparrow$ (^a)	τ (fs)
5967.6(5)	1^\pm	1.0	0.58(8)	7.8(11)	1.1(2)
5981.2(3)	1^\pm	1.0	1.11(14)	14.8(19)	0.59(8)
5998.3(8) ^b	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.18(12)	2.3(16)	3.7(25)
6008.7(7)	1^\pm	1.0	0.32(6)	4.2(8)	2.1(4)
6020.1(6) ^c	1^\pm	1.0	0.46(23)	6.1(30)	1.4(7)
6054.0(15)	1^\pm	1.0	0.24(7)	3.1(9)	2.7(8)
6066.8(8)	1^\pm	1.0	0.31(8)	4.2(11)	2.1(5)
6074.2(11)	1^\pm	1.0	0.28(8)	3.6(10)	2.3(6)
6084.4(8)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.30(8)	3.8(10)	2.1(6)
6105.0(20) ^d	$(1^\pm, 2^+)$	$0.32^{+0.21}_{-0.14}e$	0.20(14)	8.06(536)	0.33(22)
6148.3(5)	1^\pm	1.0	0.49(12)	6.1(15)	1.3(3)
6161.2(6)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.43(12)	5.2(15)	1.5(4)
6194.4(8) ^f	1^\pm	1.0	0.27(16)	3.3(19)	2.4(15)
6210.0(6) ^g	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.28(17)	3.3(21)	2.3(15)
6229.1(20)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.32(9)	3.9(10)	2.0(6)
6254.3(6) ^h	1^\pm	1.0	0.46(10)	5.4(11)	1.4(3)
6277.0(9)	1^\pm	1.0^i	0.35(11)	4.1(13)	1.9(6)
6322.9(5)	1^\pm	1.0	0.96(23)	10.9(26)	0.69(17)
6410.9(6) ^j	1^\pm	1.0	0.48(21)	5.2(23)	1.38(61)
6419.6(11) ^j	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.22(13)	2.4(14)	3.02(175)
6456.9(9)	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.41(17)	4.3(19)	1.6(7)
6469.3(7) ^j	$(1^\pm, 2^+)$	1.0	0.38(20)	4.0(21)	1.73(90)

^aE1-Stärke in $10^{-3} e^2\text{fm}^2$, M1-Stärke in μ_N^2 , E2-Stärke in $e^2\text{fm}^4$.^bBeiträge aus ²⁰⁶Pb und von einer Escape-Linie aus ²⁰⁷Pb (insgesamt ca. 50%) berücksichtigt.^cBeitrag aus ²⁰⁶Pb (ca. 30%) berücksichtigt.^dMöglicher Beitrag aus ²⁰⁶Pb (< 10%) wurde vernachlässigt.^eVerzweigung zum ersten angeregten Zustand mit Single-Escape-Linie überlagert; Beitrag (ca. 25%) berücksichtigt.^fBeitrag aus ²⁰⁸Pb (ca. 20%) berücksichtigt.^gBeitrag von Single Escape aus ²⁰⁸Pb (ca. 40%) berücksichtigt.^hBeitrag aus ²⁰⁸Pb (< 10%) wurde vernachlässigt.ⁱMögliche Verzweigung fällt mit Linie aus ²⁰⁶Pb zusammen.^jZuordnung zu ²⁰⁴Pb unklar, vermutlich überlagert mit Grundzustandsübergang aus ²⁰⁶Pb; Beitrag (ca. 25%) berücksichtigt.

4.4 ^{207}Pb

Aus dem Vergleich der Spektren mit den Hauptkomponenten ^{206}Pb und ^{204}Pb war es möglich, außerdem Informationen über die Anregungsstärken von Niveaus in ^{207}Pb zu gewinnen. Aufgrund der niedrigen Massenanteile an den Targets und den Signalen, die aus den anderen Blei-Isotopen stammen, ist die Sensitivität bei der Bestimmung der Anregungsstärken geringer als für die anderen Isotope. Die Tatsache, daß die erreichten Genauigkeiten z. T. mit früheren Experimenten [55] vergleichbar sind, belegt eindrucksvoll die hohe Sensitivität des verwendeten Aufbaus.

4.4.1 Winkelverteilung und Parität

Der $J^\pi = 1/2^-$ Grundzustand [134] des Kerns ^{207}Pb stellt zwar einen besonders günstigen Fall für die Bestimmung der Drehimpulse aus der Winkelverteilung in einem ug/gu-Kern dar, doch ist eine sehr gute Statistik in Verbindung mit einer detaillierten Kenntnis der Detektoransprechwahrscheinlichkeit erforderlich, um definitiven Aufschluß über die Spins der Anregungen zu erhalten. Für Kerne ungerader Massenzahl sind die Winkelverteilungsfunktionen in KRF-Experimenten für die meisten Werte des Multipol-Mischungsparameters im Rahmen von ca. 10% isotrop. Zweipunkt-Winkelkorrelationen sind in der Regel nicht hinreichend für die Bestimmung des Drehimpulses und eines Wertebereichs für den Multipol-Mischungsparameter. Deshalb wird hier auf die Darstellung einer Zweipunkt-Winkelkorrelation verzichtet. In Anhang A sind die Winkelverteilungsfunktionen abgebildet, die aus den Daten extrahiert werden konnten. Die Eingrenzung eines Wertebereichs für den Multipol-Mischungsparameter δ gelang auch anhand der Sechspunkt-Winkelverteilungen nur für zwei Übergänge, und dies lediglich für jeweils eine Messung (d. h. mit Hauptkomponente ^{204}Pb bzw. ^{206}Pb).

Paritätsmessungen durch polarisierte Photonenstreuung oder Compton-Polarimetrie sind bei KRF-Experimenten an Kernen mit ungerader Massenzahl praktisch nicht möglich. Hinweise auf die Parität können indirekt in einigen Fällen aus den Winkelverteilungen und Mischungsparametern erschlossen werden.

4.4.2 Stärkeverteilung

Tabelle 4.6 faßt die extrahierten reduzierten Übergangsstärken, möglichen Drehimpulse, Verzweigungsverhältnisse, Lebensdauern und — soweit aus diesem oder früheren Experimenten bekannt — Mischungsparameter zusammen. Die angegebenen Resultate sind fehlergewichtete Mittelwerte der beiden Messungen.

Tab. 4.6: Ergebnisse des Photonenstreuexperimentes an ²⁰⁷Pb. Angegeben sind die Anregungsenergie E_x , der Drehimpuls und die Parität J^π , das Verzweigungsverhältnis Γ_0/Γ , das mit der Wichtung über die Anzahl der Anfangs- und Endzustände multiplizierte Verhältnis $g\Gamma_0^2/\Gamma$, die reduzierte Dipol-Übergangsbreite $g\Gamma_0^{\text{red}}$, ggf. der aus der Winkelverteilung abgeschätzte Wert für den Multipolmischungsparameter δ sowie die Lebensdauer τ . Zur Bestimmung der Übergangsbreiten und -stärken wurden die Drehimpulse und M1/E2-Mischungsparameter bei der Berechnung der effektiven Winkelverteilung berücksichtigt, aber nicht zur Trennung von M1- und E2-Stärke herangezogen. Für Zustände mit unbekanntem J^π und δ wurde eine isotrope Winkelverteilung und $g = 1$ angenommen.

E_x (keV)	J^π (\hbar)	Γ_0/Γ	$g\Gamma_0^2/\Gamma$ (eV)	$g\Gamma_0^{\text{red}}$ (meV/MeV ³)	δ	τ (fs)
3305.2(10) ^a	$\frac{1}{2}^+$	1.0	<0.18	< 5		>3.7
3928.9(10) ^b	$\frac{3}{2}^-$	1.0	0.43(33)	7.1(54)	$\begin{smallmatrix} -0.10 \\ +0.72 \end{smallmatrix}^c$	1.53(117)
4103.8(5)	$\frac{3}{2}^-$	1.0	1.39(12)	20.2(17)	$\begin{smallmatrix} -0.9(4) \\ +1.2(2) \end{smallmatrix}$	0.47(4)
4140.7(5)	$\left(\frac{5}{2}\right)^-$	1.0	1.31(21)	18.5(30) ^d		0.50(8)
4871.6(3)	$\frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm$	1.0	5.98(69)	51.7(60)		0.11(1)
4980.4(3) ^e	$\frac{1}{2}^+$	1.0	5.38(78)	43.6(63)		0.12(1)
5489.7(3) ^f	$\frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm$	0.84 $^{+0.16}_{-0.22}$	11.57(139)	70.0(84)	^g	0.057(7)
5597.4(3)	$\frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm$	1.0	12.09(141)	68.9(80)		0.054(6)
5690.0(16) ^h	$\frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm$	1.0	1.97(135)	10.7(73)		0.33(23)
5715.6(4)	$\frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm$	1.0	7.77(112)	41.6(60)		0.085(12)
6181.0(7) ⁱ	$\frac{1}{2}^\pm, \frac{3}{2}^\pm$	1.0 ^j	5.93(119)	25.1(50)		0.111(22)

^aNur in der Messung mit Hauptbestandteil ²⁰⁶Pb am Target beobachtet, Beitrag von Double Escape – Linie (ca. 50%) berücksichtigt.

^bNur in der Messung mit Hauptbestandteil ²⁰⁶Pb am Target beobachtet, Beiträge von Single Escape – Linien (ca. 20%) berücksichtigt.

^cAus [109].

^dWert entspricht $B(\text{E2})\uparrow = 1416(122) e^2 \text{fm}^4$.

^eNur in der Messung mit Hauptbestandteil ²⁰⁶Pb am Target auswertbar.

^fVerzweigung zum ersten angeregten Zustand in der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁴Pb mit Single Escape – Signal überlagert, die angegebenen Werte stammen aus der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁶Pb.

^gDie Winkelverteilung aus der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁴Pb legt $\delta = -1.3(2)$ bzw. $\delta = 0.8(2)$ nahe, wohingegen für die Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁶Pb nahezu eine isotrope Verteilung gefunden wird. Die angegebenen Werte gelten für $\delta = 0$ und $W(\Theta) = 1$.

^hLinie in der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁴Pb vermutlich überlagert mit Signal aus ²⁰⁴Pb. Die angegebenen Werte stammen aus der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁶Pb. Der Beitrag einer überlagerten Escape-Linie beträgt ca. 30% und wurde berücksichtigt.

ⁱLinie in der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁴Pb vermutlich überlagert mit Signal aus ²⁰⁴Pb. Die angegebenen Werte stammen aus der Messung mit Hauptkomponente ²⁰⁶Pb.

^jMögliche Verzweigung zum ersten angeregten Zustand überlagert mit einem Übergang aus ²⁰⁶Pb.

4.4.3 Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen

In Tab. 4.7 sind die Resultate den in früheren (γ, γ') -Experimenten gefundenen Stärken gegenübergestellt. Die allgemeine Übereinstimmung dieser Messung mit den anderen Ergebnissen ist gut.

Für den niedrigstliegenden im hier vorgestellten Experiment beobachteten Zustand bei 3305 keV läßt sich im Vergleich mit den Refn. [109, 135] eine starke Bevölkung aus dem Zerfall höher liegender Niveaus vermuten. Eine definitive Aussage über diese Anregung ist wegen einer Überlagerung des Übergangs zum Grundzustand mit einem Double-Escape-Signal nicht möglich.

Die Extraktion der Anregungsstärke des Zustands bei 3929 keV ist mit einem großen Fehler verbunden, da Beiträge einer Single-Escape-Linie abgezogen werden müssen. Der bestimmte Wert für die Stärke ist aber gut mit den Ergebnissen der Refn. [109, 135] verträglich.

In der Messung mit Hauptkomponente ^{206}Pb war für die Anregung bei 4104 keV eine Anpassung der des Multipolmischungsparameters δ an die Sechspunkt-Winkelverteilung über eine χ^2 -Minimierung möglich, (vgl. Anhang A), für die Messung mit Hauptkompo-

Tab. 4.7: Resultate verschiedener Photonenstreuexperimente an ^{207}Pb im Vergleich. Es sind nur die in früheren Experimenten beobachteten Übergänge aus Tab. 4.6 angegeben.

E_x (keV)	Γ_0^2/Γ ^a (eV)	$g\Gamma_0^2/\Gamma$ ^b (eV)	$g\Gamma_0^2/\Gamma$ ^c (eV)	$g\Gamma_0^2/\Gamma$ ^d (eV)	$g\Gamma_0^2/\Gamma$ ^e (eV)
3305	<0.18			0.04(1)	0.05(1)
3929	0.43(33)			0.68(8)	0.59(4)
4104	1.39(12)			1.10(12)	
4141	1.31(21)			1.38(18)	
4872	5.98(69)	7.1(11)	13 ^f	3.6(5)	
4980	5.38(78)	6.1(12)	7 ^f	4.0(5)	
5490	11.57(139)	11.4(19)	12 ^f		
5597	12.09(141)	9.0(14)	8 ^f		
5690	1.97(135)	3.0(6)			
5716	7.77(112)	6.2(12)	3 ^f		
6181	5.93(119)	3.3(7)			

^aDiese Arbeit.

^bReferenz [55].

^cReferenz [108].

^dReferenz [109].

^eReferenz [135].

^fFehler wird zu größer als 50% abgeschätzt.

nente ^{204}Pb gelang dies aber nicht. Der extrahierte Wert stimmt mit den Beobachtungen von Swann [109] recht gut überein.

Für die Anregung bei 4141 keV wird aus Protonenstreuxperimenten [136] ein Drehimpulsübertrag von $L = 2$ nahegelegt, das Niveau hat damit die Struktur der 2_1^+ -Mode in ^{208}Pb , an die die $(\nu p_{1/2}^{-1})$ -Konfiguration ankoppelt.

Ein von [109] beobachtetes Niveau bei 4627 keV konnte im vorliegenden Experiment nicht beobachtet werden, ebenso wie die Anregungen bei 5209 und 5233 keV, die von Ref. [108] angegeben werden. Von Chapuran *et al.* [55] wird ein Niveau oder eine mögliche Verzweigung zum ersten angeregten Zustand mit $J^\pi = 5/2^-$ bei 569.7 keV für ein Signal bei 5611 keV angegeben, dessen Stärke im hier besprochenen Experiment nicht bestimmt werden konnte. Grund hierfür ist die starke Dipolanregung aus ^{206}Pb bei 5616 keV.

Polarisierte Protonenstreuxperimente über isobare Analogzustände [137] legen für den Zustand bei 4980 keV $J^\pi = 1/2^+$ nahe. Im Gegensatz hierzu wurde von Swann [109] negative Parität vermutet, allerdings auf der Basis der fehlerhaften Paritätsbestimmung des Zustands bei 4842 keV in ^{208}Pb .

Für das Niveau bei 5490 keV liegt nun Evidenz für einen Zerfallszweig zum ersten angeregten Zustand vor. Daher kann $J^\pi = 1/2^+$ praktisch ausgeschlossen werden. Überdies führte in einer Messung eine Anpassung des Multipolmischungsparameters an die Sechspunkt-Winkelverteilung zu einem auswertbaren Ergebnis. Dies legt $J^\pi = 3/2^-$ nahe, widerspricht aber Ergebnissen aus polarisierter Protonenstreuung in isobare Analogresonanzen [137], die $J^\pi = (3/2^+)$ vermuten. Auch für das Niveau bei 5690 keV wird von [137] ein Spin von $J^\pi = (3/2^+)$ angegeben.

Die im vorliegenden Experiment gefundene Stärke der Anregung bei 6181 keV ist noch etwas größer als der von Chapuran *et al.* berichtete Wert [55]. Daher kann nicht angenommen werden, daß dieser Übergang einen Zerfallszweig eines Zustands bei 6749 keV darstellt.

Kapitel 5

Elektrische Dipolstärke in den stabilen Blei-Isotopen

Die elektrische Dipolantwort von Atomkernen wird durch die isovektorielle Dipolresonanz (IVGDR) bei hohen Energien dominiert. Die makroskopisch als Entmischungsschwingung von Protonen und Neutronen verstandene Resonanz kann mikroskopisch aus der kohärenten Überlagerung vieler Einteilchen-Einloch-(1p1h)-Anregungen über eine Hauptoszillatorschale hinweg verstanden werden.

Bei niedrigen Energien hingegen ist die elektrische Dipolantwort gegenüber Einteilchenabschätzungen um mehrere Größenordnungen unterdrückt. In sphärischen Kernen konnte jedoch in den letzten Jahren gerade mit Photonenstreuexperimenten eine Klasse niedrigliegender elektrischer Dipolanregungen etabliert werden [8], die aus der Kopplung von Quadrupol- und Oktupol-Oberflächenoszillationen entstehen. Die beobachteten 1^- -Zustände gehören hier jeweils zu einem Multiplett [138–140] mit $J^\pi = 1^- - 5^-$.

Die Natur dieser niedrigliegenden Anregungen wird durch die Untersuchung der Zerfalleigenschaften bestätigt, die in $(p,p'\gamma)$ - und $(n,n'\gamma)$ -Reaktionen bestimmt wurden [15, 16, 141]. Weitere Unterstützung erhält die Klassifizierung durch Vergleich mit Ergebnissen des Quasiteilchen-Phonon-Modells (QPM, vgl. z. B. [142]), das für zahlreiche Kerne auch quantitativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen E1-Stärken zeigt [17]. Im Rahmen dieses Modells versteht man auch die Mischung dieser niedrigliegenden isoskalaren Zweiphonon-Anregung mit der IVGDR. Waren diese Moden zunächst vor allem in schweren Kernen in der Nähe der Schalenabschlüsse $N \approx 82$ (vgl. [143] und die darin angegebenen Referenzen) und $Z \approx 50$ [144–147] bekannt, so konnte die Systematik in den letzten Jahren zu niedrigeren Massenzahlen ($N = 28$) hin fortgeführt werden [148]. Unklar bleibt die Situation am Schalenabschluß $N = 50$, wo jüngste Resultate an ^{88}Sr keinen Hinweis auf eine Quadrupol-Oktupol-Kopplung liefern [149]. Das Zerfallsverhalten dieser niedrigliegenden E1-Anregungen wurde kürzlich in [150, 151] über einen weiten Massenbereich phänomenologisch bzw. im QPM im Vergleich zum Zerfall der Oktupol- in die Quadrupolvibration untersucht.

Eine Herausforderung an Experiment und theoretische Modellbildung ist das Verständnis des Bereiches zwischen der dominant isoskalaren Zweiphonon-Mode und der IVGDR. Unter anderem in (n,γ) -Reaktionen [19, 20] ist in diesem Anregungsenergiebereich eine

Häufung von Dipolstärke seit längerer Zeit bekannt und als Pygmy-Resonanz bezeichnet worden. Unklar ist indes noch, ob diese Mode kollektiver Natur ist und z. B. durch eine Oszillation einer Neutronenhaut gegen den Restkern [22–24] oder kleinerer Subsysteme im Atomkern [25] verursacht wird. Auf mikroskopischer Basis sind Beschreibungsansätze für die detektierte Stärke komplexer Natur [152] und z. T. nicht in der Lage, die Frage nach der Kollektivität sowie dem Wechselspiel von Proton- und Neutronfreiheitsgraden abschließend zu beantworten.

Die systematische Untersuchung der Stärkeverteilung der Pygmy-Resonanz in verschiedenen Kernen mit ähnlicher Kernstruktur kann Hinweise auf den diesen Moden zugrundeliegenden Mechanismus liefern. So wurden an den KRF-Experimentierplätzen in Darmstadt und in Gent/Belgien [153] in den vergangenen Jahren hochauflösende Messungen an $^{116,124}\text{Sn}$ [26], den ($N = 82$)-Isotonen ^{140}Ce und ^{138}Ba [18, 27] und im Bereich des Schalenabschlusses $N = 50$ durchgeführt [149, 154], die mit detaillierten mikroskopischen Rechnungen verglichen werden können. Das QPM hat in den studierten Fällen jeweils gute Übereinstimmung erzielt. Diese hochauflösenden Experimente stellen eine signifikante Verbesserung früherer Messungen mit markierten Photonen im Eingangskanal dar (vgl. z. B. [21]), die auf typische Energieauflösungen um 100 keV limitiert waren.

Zum vertieften Studium dieses Energiebereichs unterhalb der Neutronenschwelle wurde daher im Rahmen dieser Arbeit die Blei-Isotopenkette $^{204,206,208}\text{Pb}$ untersucht. Diese Massenregion ist aus mehreren Gründen von Interesse, da bei ^{208}Pb neben der Protonenschale auch die Neutronenschale abgeschlossen ist. Früher erzielte Ergebnisse von Photonenstreuexperimenten (siehe [55] und die darin zitierten Arbeiten) berichten dabei eine erstaunlich geringe Fragmentation der E1-Stärke am doppelten Schalenabschluß. Gleichzeitig sind dort die einzelnen Anregungen sehr stark. Bereits für ^{206}Pb nimmt die Fragmentierung zu und die Stärke ab. Für den Kern ^{204}Pb , der diese Massensystematik erweitert, lagen bislang noch keine Ergebnisse vor.

In den folgenden Abschnitten wird die Systematik der E1-Stärke beginnend mit den experimentellen Ergebnissen diskutiert, die dann mit den Resultaten von verschiedenen Modellzugängen verglichen werden. Anschließend wird ein detaillierter Vergleich mit Vorhersagen des QPM vorgestellt. Schließlich wird der mögliche Anteil von M1-Anregungen zur experimentellen Dipolstärkeverteilung anhand von Schalenmodellrechnungen abgeschätzt. Dabei wird sich zeigen, daß mit Ausnahme der ‘isoskalaren’ M1-Stärke [155] die Beiträge von magnetischen Anregungen im untersuchten Anregungsenergieintervall vernachlässigt werden können.

5.1 Systematik der elektrischen Dipolstärke

Abbildung 5.1 zeigt die elektrischen Dipolstärkeverteilungen für $^{204,206,208}\text{Pb}$. Dabei ist zu beachten, daß die ersten drei Anregungen in ^{208}Pb mit einem Faktor 1/10 für die graphi-

sche Darstellung skaliert sind. In Fall von ^{206}Pb sind alle Dipolanregungen mit Ausnahme der isoskalaren M1-Mode dargestellt. Ebenfalls berücksichtigt die gezeigte Verteilung für den Kern ^{204}Pb alle Anregungen, für die $J = 1$ nicht ausgeschlossen werden kann. Selbst wenn die ‘isoskalare’ M1-Stärke, wie weiter unten eingehend diskutiert, auch in ^{204}Pb bei ca. 5.8 MeV Anregungsenergie mit einer Stärke um $B(\text{M1}) \approx 2 \mu_N^2$ erwartet wird, beeinflußt dies nicht die im folgenden vorgestellten Schlußfolgerungen. Als E1-Stärke ausgedrückt entspricht diese Stärke einem Wert von ca. $20 \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$.

Man erkennt in allen drei Kernen zwei niedrigliegende E1-Stärkeanhäufungen um 5 und um 6 MeV, wobei sich im Kern ^{208}Pb die Stärke vor allem in den drei E1-Anregungen niedrigster Energie konzentriert. In ^{206}Pb und ^{204}Pb existieren zusätzlich noch Zustände mit $J = 1$ unterhalb von 4 MeV. Diese können z. T. als 1^- -Niveaus mit Quadrupol-Oktupol-Struktur aufgefaßt werden.

Das Multiplett durch Kopplung der Quadrupol- an die Oktupolvibration wird im einfachsten bosonischen Bild im Kern ^{206}Pb bei 3.45 MeV erwartet. Ein Kandidat für diese Anregung könnte der niedrigstliegende 1^- -Zustand bei 3744 keV sein, dessen Parität aus (d,p) bekannt ist [126]. Die Anregungsenergie stimmt mit der Summenenergie der Zweiphonon-Mode im Rahmen von weniger als 10% überein, liegt aber über dem erwarteten Wert. Im Vergleich mit allen anderen, in halbmagischen Kernen gemessenen Zweiphonon- 1^- -Zuständen liegt die tatsächliche Anregungsenergie jedoch stets bis zu 10% unter dem Wert aus der harmonischen Kopplung [16]. Für die bisher einzige bekannte Ausnahme von dieser Regel in ^{88}Sr wurde kürzlich in einem KRF-Experiment positive Parität gemessen [149]. Ein Kandidat für die Zweiphonon-Mode könnte das Niveau mit $J = (1, 2)$ bei einer Anregungsenergie von 3195 keV sein [124, 128]. Da die niedrigliegende Quadrupolvibration nur eine Übergangsstärke in den Grundzustand von 2.85 W. u. besitzt [124], ist es sinnvoll anzunehmen, daß auch die Zweiphonon-Mode nur schwach angeregt wird und daher im vorliegenden Experiment nicht beobachtet werden kann.

Die Anregungsenergien und -stärken der niedrigliegenden Oberflächenvibrationen von ^{204}Pb [133] sind mit denen in ^{206}Pb vergleichbar: $E_x(2_1^+) = 899 \text{ keV}$, $E_x(3_1^-) = 2621 \text{ keV}$, $B(\text{E}2) = 4.65 \text{ W. u.}$, $B(\text{E}3) = 37 \text{ W. u.}$ Etwa 4% unterhalb der Summenenergie von 3.52 MeV konnte das vorliegende Experiment eine Dipolanregung mit einer Anregungsstärke von $B(\text{E}1) = 2.5(4) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ identifizieren, die für eine Interpretation als Quadrupol-Oktupol-Vibration in Betracht gezogen werden muß. Ein weiterer Zustand mit $J = 1$ konnte bei 3656 keV beobachtet werden.

Die E1-Anregungen oberhalb von 4 MeV zeigen eine zunehmende Fragmentation von ^{208}Pb über ^{206}Pb hin zu ^{204}Pb . Während sich in ^{208}Pb die bis zur Endpunktenergie detektierte Gesamtstärke von $\sum B(\text{E}1) \uparrow = 944(76) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ auf lediglich 9 Niveaus verteilt, konnten für ^{206}Pb 37 Zustände mit einer Summenstärke von $\sum B(\text{E}1) \uparrow = 391(67) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ aufgelöst werden. Für die 40 nachgewiesenen Anregungen zwischen 4 und 6.5 MeV in ^{204}Pb wurde eine Gesamtstärke von $\sum B(\text{E}1) \uparrow = 235(73) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ bestimmt.

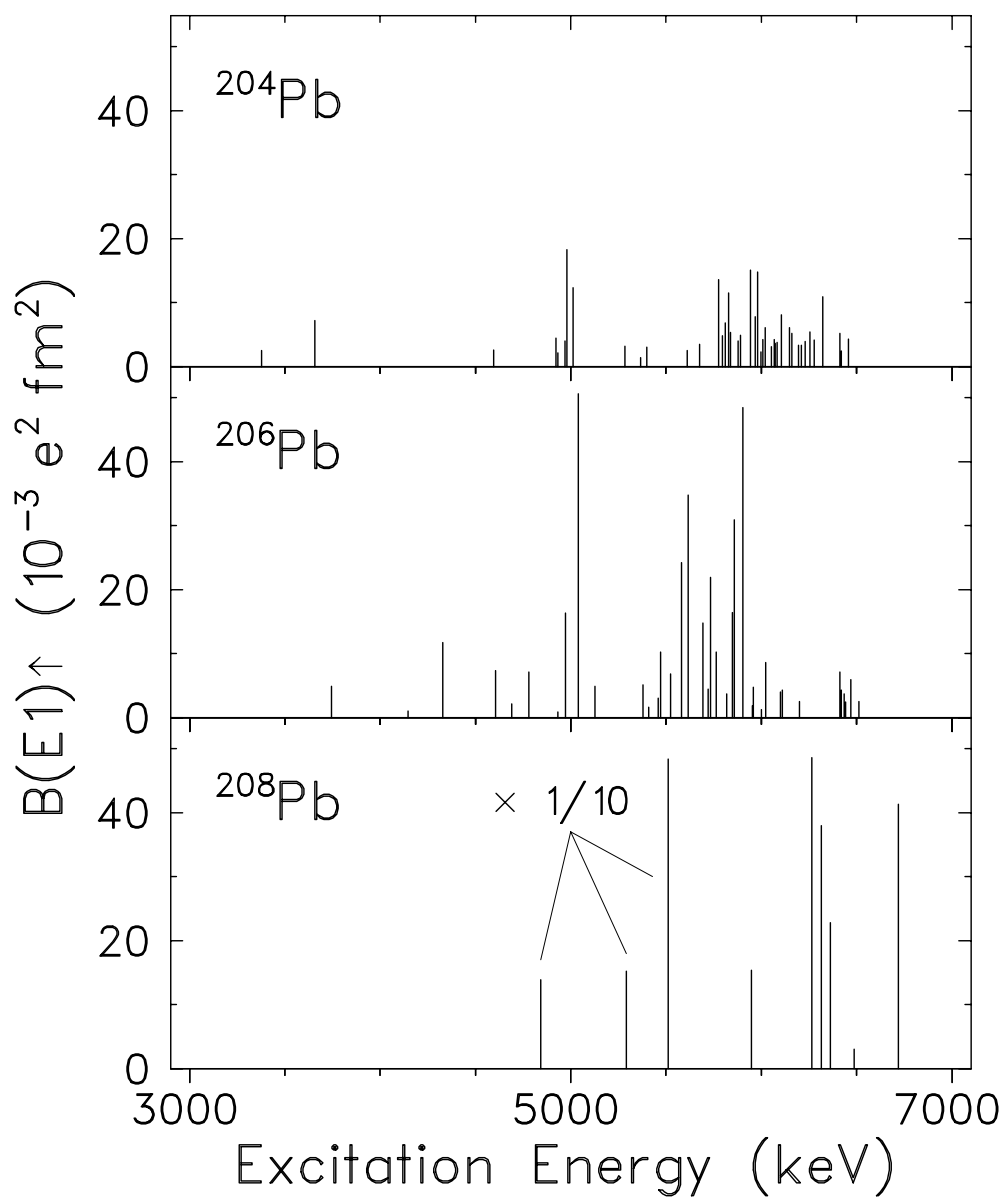


Abb. 5.1: Elektrische Dipolstärkeverteilung in $^{204,206,208}\text{Pb}$ bis zu einer Anregungsenergie von 6.7 MeV.

Die Schwierigkeiten bei der Identifizierung von Linien in ^{204}Pb aufgrund der geringen Targetmasse und recht niedrigen Anreicherung legen die Vermutung nahe, daß die Fragmentation der E1-Stärke hier noch stärker als bei den schwereren Isotopen ist. Die M1-Stärke nach der unten vorgestellten Abschätzung beträgt etwa 10% der aufgelösten Dipolstärke. Die mittlere Anregungsenergie der niedrigliegenden E1-Stärke steigt mit abnehmender Massenzahl leicht an. Das Verhalten ist im Rahmen der experimentellen Ungenauigkeiten und für den untersuchten Anregungsenergiebereich ungefähr proportional zu $A^{-1/3}$.

Die verschiedenen Untersuchungen der elektrischen Dipolanregungen in ^{208}Pb bei Anregungsenergien zwischen 5 und 6 MeV zeigen kein einheitliches Bild. Teilchentransferreaktionen und Protonenstreuexperimente durch isobare Analogresonanzen [116, 117] berichten für die einzelnen Zustände unterschiedliche spektroskopische Faktoren, so daß — insbesondere für die Niveaus bei 4.84 und 5.51 MeV — von einer komplexen ‘kollektiven’ Konfiguration ausgegangen werden muß. Andere Zustände (z. B. das Niveau bei 5292 keV) scheinen hingegen eine verhältnismäßig reine $1p1h$ -Struktur zu besitzen. Unabhängig von der jeweiligen Teilchen-Loch-Konfiguration werden die niedrigliegenden E1-Moden in der $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Reaktion angeregt [156], was auf eine isoskalare Struktur hinweist. Allerdings wird diese Anregung üblicherweise bei höheren Energien erwartet. Dies gilt ebenso für den Schwerpunkt einer Spin-Dipol-Resonanz mit $J^\pi = 1^-$ (vgl. z. B. [157]), obschon es Hinweise aus Protonenstreuexperimenten [158] gibt, die das Niveau bei 6.26 MeV wegen des gemessenen Spin- und Bahndrehimpulstransfers als Fragment einer Spin-Dipol-Anregung ansehen.

Die spektroskopische Information, die zur Entschlüsselung der Struktur der elektrischen Dipolmoden in ^{206}Pb zur Verfügung steht, ist weit weniger reichhaltig als in ^{208}Pb . Die Ergebnisse von Teilchentransferreaktionen (z. B. [126]) lassen nicht auf spezifische Teilchen-Loch-Strukturen schließen. Entsprechende experimentelle Resultate für ^{204}Pb fehlen völlig.

Für die Dipolstärke unterhalb der Teilchenschwelle werden verschiedene Modelle diskutiert. Die in Ref. [24] im Rahmen einer RPA-Analyse unter Verwendung einer Skyrme-Wechselwirkung vorhergesagte niedrigliegende Dipolstärke wird der Vibration der Neutronenhaut gegen den Restkern zugeschrieben. Die Anregungsenergie skaliert in diesem Modell mit dem Verhältnis N/Z und wird bei ca. 9 MeV in zwei Stärkeanhäufungen mit je $B(E1) \uparrow \approx 1 \text{ e}^2\text{fm}^2$ erwartet. Dies entspricht der im vorliegenden Experiment gemessenen E1-Stärke, die allerdings eine ca. 3 MeV geringere Anregungsenergie aufweist. Ein Grund für diese Abweichung könnte z. B. in den Details der Restwechselwirkung liegen. Dieser Modellansatz ist aber — wie auch das viel ältere hydrodynamische Modell von Ref. [22] — nicht in der Lage, die Unterschiede in der gemessenen Stärkeverteilung geschweige denn die Feinstruktur korrekt zu beschreiben.

Eine weitere Interpretationsmöglichkeit besteht darin, die detektierten E1-Moden als niederenergetische Ausläufer der IVGDR zu betrachten. Offensichtlich erklärt ein solcher Zugang gleichfalls nicht die lokale Konzentration der Stärke, und substantielle Unterschiede in den Verteilungen von $^{204,206,208}\text{Pb}$ sind aufgrund der ähnlichen Parameter der

IVGDR in diesen Kernen [159] nicht zu erwarten. Abbildung 5.2 zeigt die gemessenen E1-Stärkeverteilungen von $^{204,206,208}\text{Pb}$ für 200 keV breite Energieabschnitte im Vergleich zur Extrapolation der IVGDR, deren Parameter Ref. [159] entnommen wurden.

Da die einfache Extrapolation der Lorentzform der Dipolresonanz gerade in schweren sphärischen Kernen nur eine unzureichende Beschreibung z. B. der γ -Stärkefunktion aus Neutroneneinfangreaktionen liefert, wurde eine energieabhängige Breite gemäß Ref. [160] für den dargestellten Verlauf verwendet. Wie man erkennt, übertrifft die beobachtete, niederenergetische lokale Dipolstärke die aus der Extrapolation der IVGDR erwartete Dipolstärke in beträchtlichem Umfang. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden für ^{138}Ba und ^{140}Ce [18, 27].

Aufgrund des geringen Anreicherungsgrads von ^{207}Pb in den verwendeten Targets war die Bestimmung der E1-Stärke in diesem Isotop nur mit limitierter Genauigkeit und Sensitivität möglich. Die Resultate und Folgerungen entsprechen der Diskussion in Ref. [55]. So muß es weiterhin als ungeklärt betrachtet werden, weshalb sich die Dipolstärkeverteilung in ^{207}Pb nur unzureichend als schwache Ankopplung eines $p_{1/2}$ -Lochzustands an die Anregungen des ^{208}Pb -Rumpfs beschreiben läßt. Die detektierte Summenstärke in ^{207}Pb korrespondiert zu den Ergebnissen in ^{206}Pb und ist damit ca. einen Faktor drei kleiner als der Wert für ^{208}Pb .

5.2 Vergleich mit Vorhersagen des Quasiteilchen–Phonon–Modells

Da schematische und intuitive Zugänge die niedrigliegenden E1-Stärke in den Blei-Isotopen nicht beschreiben können, ist eine Analyse dieser Moden auf mikroskopischer Basis wünschenswert. In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse mit den Resultaten von Rechnungen im Quasiteilchen–Phonon–Modell verglichen.

5.2.1 Quasiteilchen–Phonon–Modell

Das Quasiteilchen–Phonon–Modell (QPM) beschreibt Kernanregungen als Phononen der Random Phase Approximation (RPA), also als Zwei–Quasiteilchen–(2qp)–Moden bzw. als Überlagerung von 2qp–Beiträgen mit einer intrinsischen fermionischen Struktur [142]. Die Berechnung der Feinstruktur der Stärke wird durch Kopplung von Ein- und Mehrphonon–Konfigurationen möglich. Damit erhält man eine einheitliche Beschreibung von kollektiven Moden und Einteilchenfreiheitsgraden auf mikroskopischer Basis.

Der QPM–Hamiltonoperator \mathcal{H}_{QPM} besteht aus einem Term für ein einzelnes Teilchen im mittleren Kernpotential $\mathcal{H}_{\text{s.p.}}$, einem Term zur Beschreibung der Paarwechselwirkung

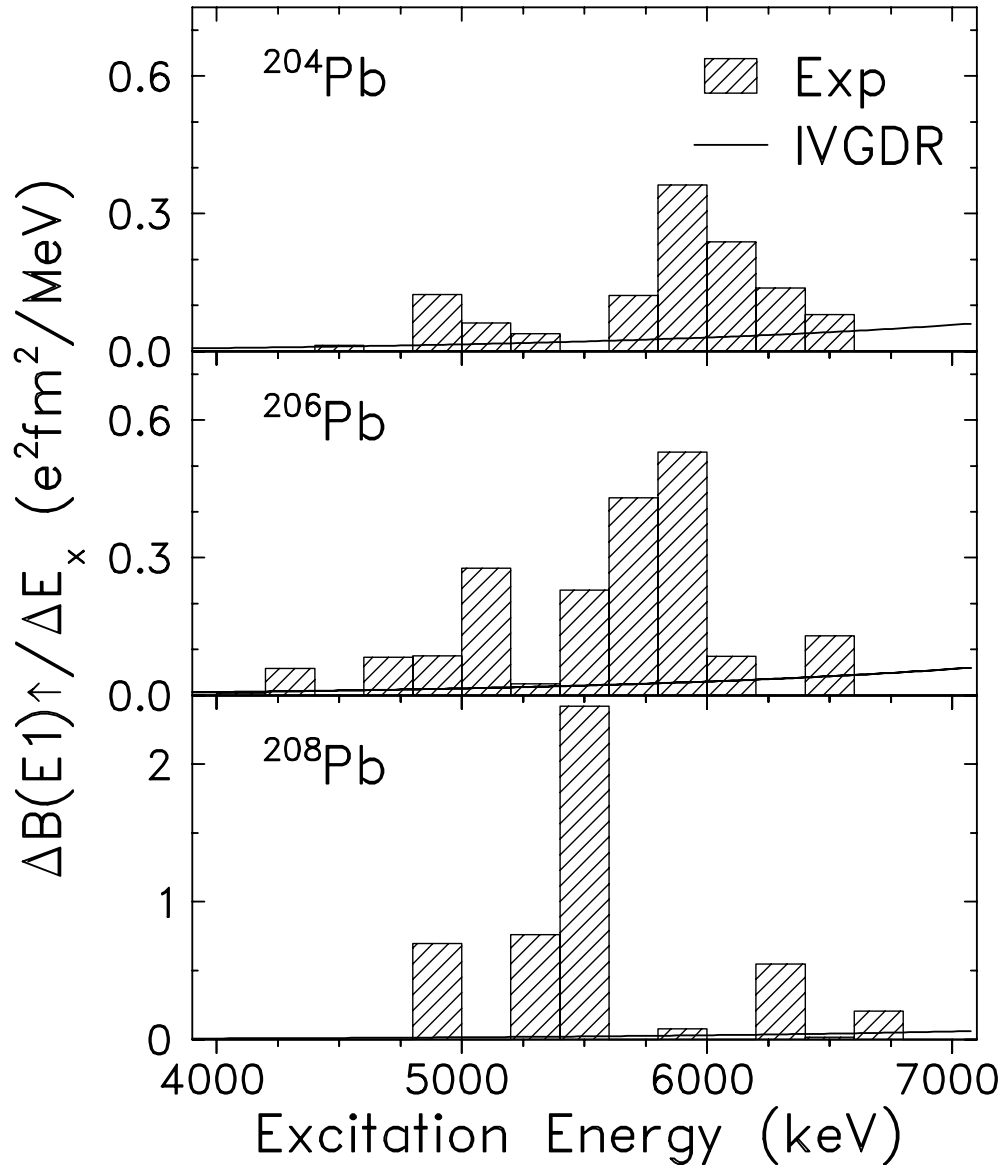


Abb. 5.2: E1-Stärken von $^{204,206,208}\text{Pb}$ im Vergleich zur Extrapolation der IVGDR. Für die Beschreibung der Form der IVGDR wurde eine Lorentzkurve mit energieabhängiger Breite angenommen. Man beachte die unterschiedlichen Skalen.

$\mathcal{H}_{\text{Paar}}$ und einer Restwechselwirkung, die die Multipol- und Spin-Multipol-Wechselwirkung (\mathcal{H}_{M} bzw. \mathcal{H}_{SM}) in separabler Form umfaßt

$$\mathcal{H}_{\text{QPM}} = \mathcal{H}_{\text{s.p.}} + \mathcal{H}_{\text{Paar}} + \mathcal{H}_{\text{M}} + \mathcal{H}_{\text{SM}}. \quad (5.1)$$

Nach Bestimmung der Einteilchenenergien im mittleren Woods-Saxon-Potential wird eine Bogoliubov-Transformation durchgeführt und die Phononen-Basis in RPA konstruiert. Als Resultat kann der QPM-Hamiltonian in Phononen-Erzeugungs- und -Vernichtungsoperatoren Q_{JM}^\dagger , Q_{JM} entwickelt werden, die ihrerseits aus den Quasiteilchen-Erzeugern und -Vernichtern mit den RPA-Energien und Amplituden folgen. In der Schreibweise der zweiten Quantisierung kann damit die Wellenfunktion $\Psi_\nu(JM)$ eines angeregten Zustands für einen Kern mit gerader Protonen- und Neutronenzahl durch

$$\begin{aligned} \Psi_\nu(JM) = & \left(\sum_i R_i(J\nu) Q_{JM}^\dagger + \sum_{\lambda\lambda'ii'} P_{\lambda\lambda'ii'}(J\nu) \left[Q_{\lambda\mu}^\dagger Q_{\lambda'\mu'ii'}^\dagger \right]_{JM} + \right. \\ & \left. \sum_{\lambda\lambda'\lambda''ii'ii'} T_{\lambda\lambda'\lambda''ii'ii'}(J\nu) \left[\left[Q_{\lambda\mu}^\dagger Q_{\lambda'\mu'ii'}^\dagger \right]_{IK} Q_{\lambda''\mu''ii''}^\dagger \right]_{JM} + \dots \right) |0\rangle \quad (5.2) \end{aligned}$$

aus dem Grundzustand $|0\rangle$ bestimmt werden. Die Größen R , P und T kennzeichnen die Entwicklungskoeffizienten der einzelnen Anteile.

Die hier vorgestellten Rechnungen wurden von Ponomarev durchgeführt [161]. Details über die Wahl der Restwechselwirkung und die Kopplung von Ein- und Zweiphonon-Komponenten können z. B. den Refn. [17, 30, 162] entnommen werden. In der Berechnung der Stärkefunktion sind Einphonon-Konfigurationen bis zu einer Energie von 20 MeV berücksichtigt. Insbesondere ist damit die IVGDR vollständig eingeschlossen, so daß Einflüsse von Rumpfpolarisation berücksichtigt sind. Zwei- und Dreiphonon-Komponenten, die zur Beschreibung der Feinstruktur von Bedeutung sind, werden bis ca. 9.5 MeV in der Modellrechnung betrachtet, so daß verlässliche Aussagen über die Fragmentation der Pygmy-Resonanz bis ca. 8 MeV möglich sind.

5.2.2 Ergebnisse der Quasiteilchen-Phonon-Modell-Rechnungen und Diskussion

Die Resultate der Modellrechnungen sind in der rechten Bildhälfte von Abb. 5.3 in Gegenüberstellung zur gemessenen E1-Stärkeverteilung (links) gezeigt. Die Pfeile in den experimentellen Verteilungen markieren den Endpunkt des Photonenflusses. Man erkennt, daß die beobachtete Zunahme der Fragmentation von ^{208}Pb nach ^{206}Pb gut von der theoretischen Vorhersage reproduziert wird. Ebenso findet sich Übereinstimmung zwischen Experiment und QPM hinsichtlich der Fragmentation. Diese nimmt im Vergleich von ^{206}Pb und ^{204}Pb nicht weiter zu, und die Stärke verschiebt sich zu höheren Energien. Bis 8 MeV Anregungsenergie liefert die QPM-Analyse 19 Zustände mit $J^\pi = 1^-$ in ^{208}Pb und ca. 440 Niveaus jeweils in ^{206}Pb und ^{204}Pb .

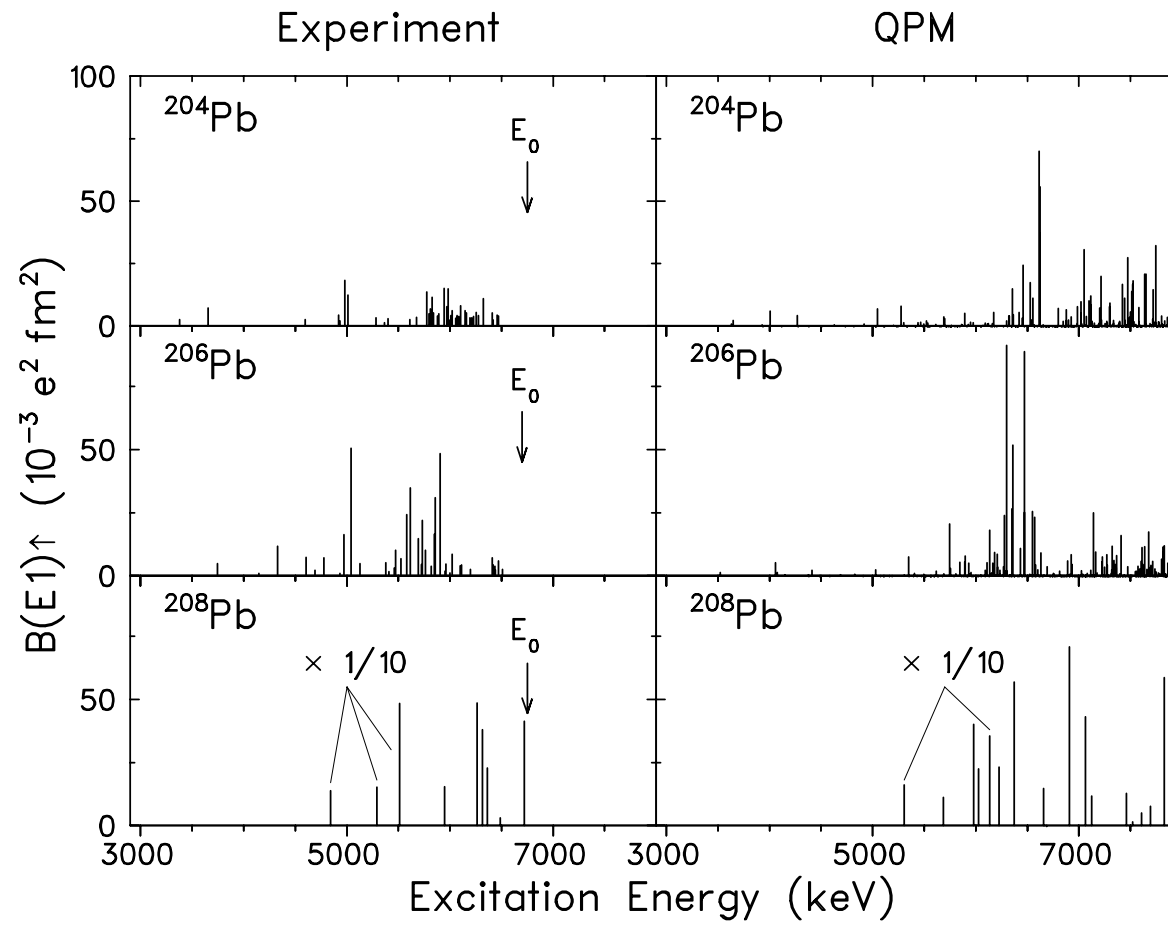


Abb. 5.3: Vergleich der experimentellen Stärkeverteilungen (links) in $^{204,206,208}\text{Pb}$ mit den im QPM berechneten (rechts). Die Pfeile in den experimentellen Stärkeverteilungen zeigen die Endpunktenergie des Photonenspektrums an.

Das QPM sagt für die Struktur der Zustände in ^{208}Pb dominante $1p1h$ -Komponenten voraus. Einige Niveaus werden von jeweils einer Konfiguration dominiert, während andere Anregungen — besonders auch die stärkste — aus gleichphasiger Überlagerung mehrerer Konfigurationen entstehen. Die Quadrupol-Oktupol-Stärke ist in der Modellbeschreibung wegen der hohen Summenenergie und hoher Zustandsdichte auf viele Niveaus verteilt. Die Situation für die $E1$ -Anregungen in ^{206}Pb gestaltet sich anders: Hier dominieren im Niederenergiebereich zahlreiche Zweiphonon-Moden das Spektrum, die jedoch nur geringe Anregungsstärken besitzen, und für einige besonders schwach angeregte Zustände dominieren sogar Dreiphonon-Konfigurationen. Erst oberhalb von 5 MeV tragen Einphonon-Komponenten zu mehr als 1% zur Wellenfunktion bei. Auch für höherliegende und auch stärkere Anregungen sind die Wellenfunktionen komplex und bestehen neben Überlagerungen von Einphonon-Konfigurationen zusätzlich aus vielen Zweiphonon-Beiträgen, wobei die Interferenzeffekte größtenteils konstruktiv sind, aber auch destruktiv sein können. Die Resultate für ^{204}Pb sind mit denen von ^{206}Pb vergleichbar.

Den detaillierten Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Vorhersagen des QPM fassen die Abb. 5.4, 5.5 und 5.6 für die Kerne ^{208}Pb , ^{206}Pb bzw. ^{204}Pb zusammen. Zuerst ist die experimentelle Stärkeverteilung und in der Mitte das QPM-Resultat dargestellt. In den jeweiligen unteren Abschnitten der Abb. ist die summierte Anregungsstärke als Funktion der Energie ('laufende Summe') aus dem Experiment (durchgezogene Histogrammdarstellung mit schattiertem Fehlerband) im Vergleich mit dem QPM dargestellt. Die QPM-Vorhersagen sind als strichliertes Histogramm eingezeichnet sowie zusätzlich punktiert nach einer Verschiebung der Energieachse um 600 keV zu niedrigeren Anregungsenergien.

Die Grobstruktur der Stärkeverteilung in ^{208}Pb wird von der Modellrechnung gut wiedergegeben. Dies zeigt sich auch in der Betrachtung der summierten Stärke. Allerdings liegen die vorhergesagten Anregungsenergien in allen drei Kernen um ca. 600 keV zu hoch, was mit der Ungenauigkeit der Parameter des global angepaßten mittleren Kernpotentials begründet werden kann. Die detektierte elektrische Dipolstärke in ^{208}Pb liegt sogar über dem theoretisch erwarteten Wert und scheint zudem sogar noch ein wenig schwächer fragmentiert zu sein. Im Rahmen der Fehler stimmen Theorie und Experiment nahezu überein.

Auch für den Kern ^{206}Pb (vgl. Abb. 5.5) ist eine gute allgemeine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment offensichtlich. Die Fragmentation der Stärke wird gleichfalls gut reproduziert, bei genauer Betrachtung verteilt sich die Stärke im Experiment allerdings über einen breiteren Bereich. Unter Berücksichtigung einer mittleren Nachweis-schwelle im Experiment von $B(E1) \approx 1.7 \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ und der Verschiebung der Anregungsenergien im QPM um ca. 600 keV erwartet man ca. 45 Anregungen bis zur Endpunktenergie. Experimentell belegt sind 38 Niveaus, die etwa zwei Drittel der erwarteten Stärke tragen. Mit Hinblick auf die Fragmentation kann dies als gute Übereinstimmung angesehen werden.

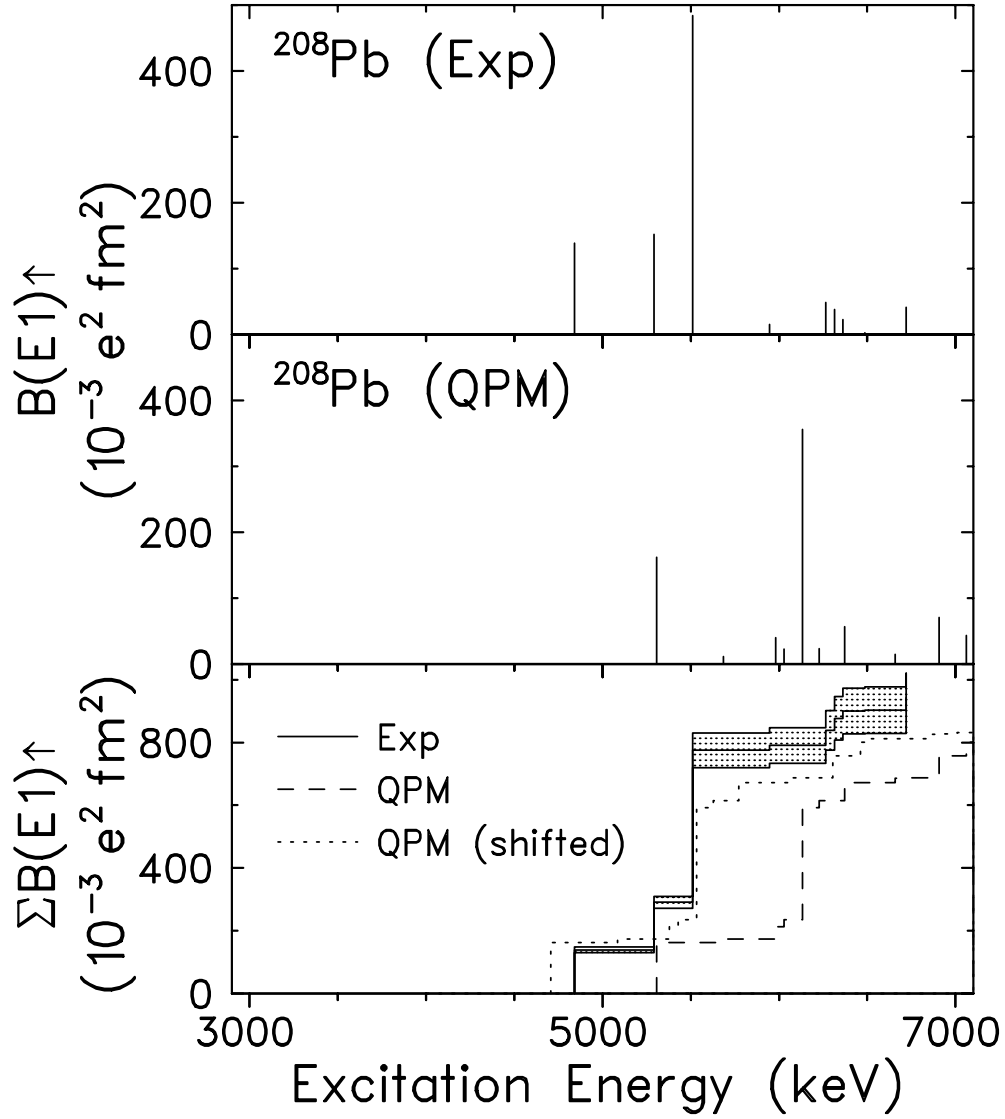


Abb. 5.4: Vergleich von Experiment und QPM-Vorhersage in ^{208}Pb . Dargestellt sind experimentelle Stärkeverteilung (oberes Teilbild), theoretische Stärkeverteilung (mittleres Teilbild) und im unteren Teilbild summierte Anregungsstärke für Experiment (durchgezogenes Histogramm mit Fehlerband) und Theorie (strichliertes Histogramm). Das punktiert eingezeichnete Histogramm zeigt die Modellvorhersage nach einer Verschiebung um 600 keV.

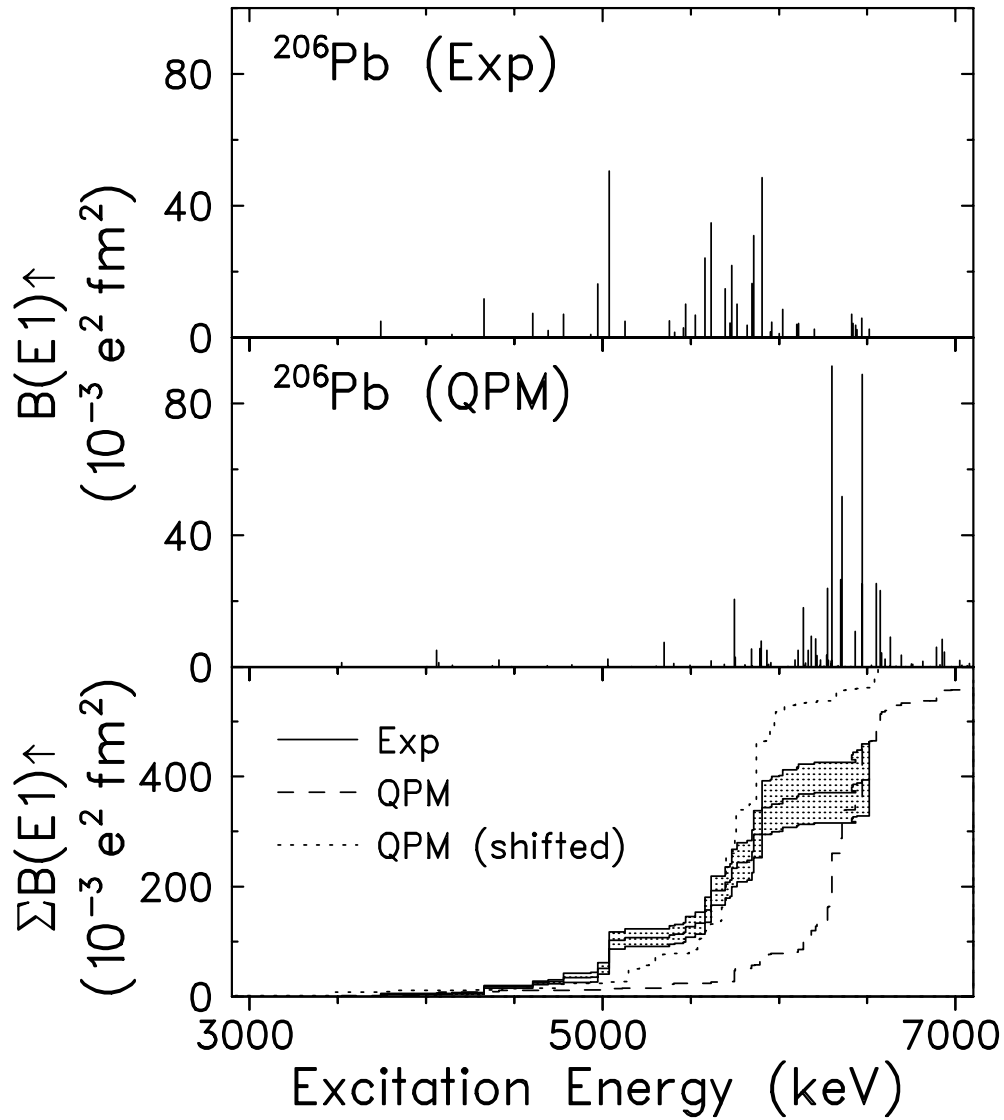


Abb. 5.5: Vergleich von Experiment und QPM-Vorhersage in ^{206}Pb . Dargestellt sind experimentelle Stärkeverteilung (oberes Teilbild), theoretische Stärkeverteilung (mittleres Teilbild) und im unteren Teilbild summierte Anregungsstärke für Experiment (durchgezogenes Histogramm mit Fehlerband) und Theorie (strichliertes Histogramm). Das punktiert eingezeichnete Histogramm zeigt die Modellvorhersage nach einer Verschiebung um 600 keV.

Berücksichtigt man die experimentellen Schwierigkeiten, die mit der Extraktion der E1-Stärke in ^{204}Pb verknüpft sind, so muß die gefundene Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment als sehr gut bezeichnet werden, wie aus Abb. 5.6 ersehen werden kann. Im Experiment konnten wiederum ca. zwei Drittel der vorhergesagten Stärke beobachtet werden, die Anzahl der oberhalb einer Beobachtungsgrenze von $B(\text{E1}) \approx 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ e}^2\text{fm}^2$ erwarteten Niveaus (35) korrespondiert zu den 42 detektierten Anregungen.

Allgemein kann eine gute Übereinstimmung der QPM-Rechnungen mit den Meßwerten festgestellt werden. Die im Vergleich zu den gemessenen Spektren zunächst erstaunliche Beobachtung ist, daß die vorhergesagte Summenstärke bei einer Energie von 7.4 MeV (auf der realistischen Anregungsenergieskala) in allen drei Kernen vergleichbar ist. Die Unterschiede liegen in der Verteilung der Stärke. Im Rahmen einer QPM-Betrachtung ist dieses Verhalten verständlich: Beim Öffnen der Neutronenschale wird die Quasiteilchen-Energie erhöht, was zu einer Verschiebung der E1-Stärke führt.

Für eine endgültige Beurteilung der Struktur der niedrigliegenden E1-Moden in den stabilen Blei-Isotopen sowie das Verständnis der Stärkeverteilung sind weitergehende Betrachtungen der QPM-Resultate erforderlich. Dies betrifft besonders die Frage nach Proton- und Neutron-Freiheitsgraden. Im QPM treten Pygmy-Resonanzen unabhängig von der Protonen- und Neutronenverteilung auf und können als weitgehend nichtkollektiver Effekt betrachtet werden [161]. Die resultierende Stärkeverteilung wird weiterhin wesentlich von der nuklearen Schalenstruktur bestimmt und kann a priori nicht allein Neutron-Quasiteilchen-Konfigurationen zugeschrieben werden.

5.3 Beiträge magnetischer Dipolstärke

In diesem abschließenden Abschnitt sollen die Beiträge der M1-Stärke zu den gemessenen Dipolstärkeverteilungen anhand von Schalenmodellrechnungen und einem systematischen Vergleich der gemessenen ‘isoskalaren’ M1-Stärke abgeschätzt werden.

5.3.1 Abschätzung der M1-Stärke aus Schalenmodellrechnungen

Die zur Analyse der Anregungen in ^{206}Pb und ^{204}Pb herangezogene Schalenmodellrechnung [163] betrachtet Zwei- bzw. Vierlochanregungen gegenüber dem ^{208}Pb -Core im Konfigurationsraum $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $0i_{13/2}$, $1f_{7/2}$ und $0h_{9/2}$ (vgl. Ref. [164]). Die Einteilchenenergien sind hierbei aus dem Niederenergiespektrum von ^{207}Pb extrahiert worden. Die verwendete Wechselwirkung basiert auf dem Bonn-A-Potential [165], einem freien Nukleon-Nukleon-Potential, aus dem die benötigte Loch-Loch-Wechselwirkung mit einem G -Matrix-Formalismus bestimmt wird.

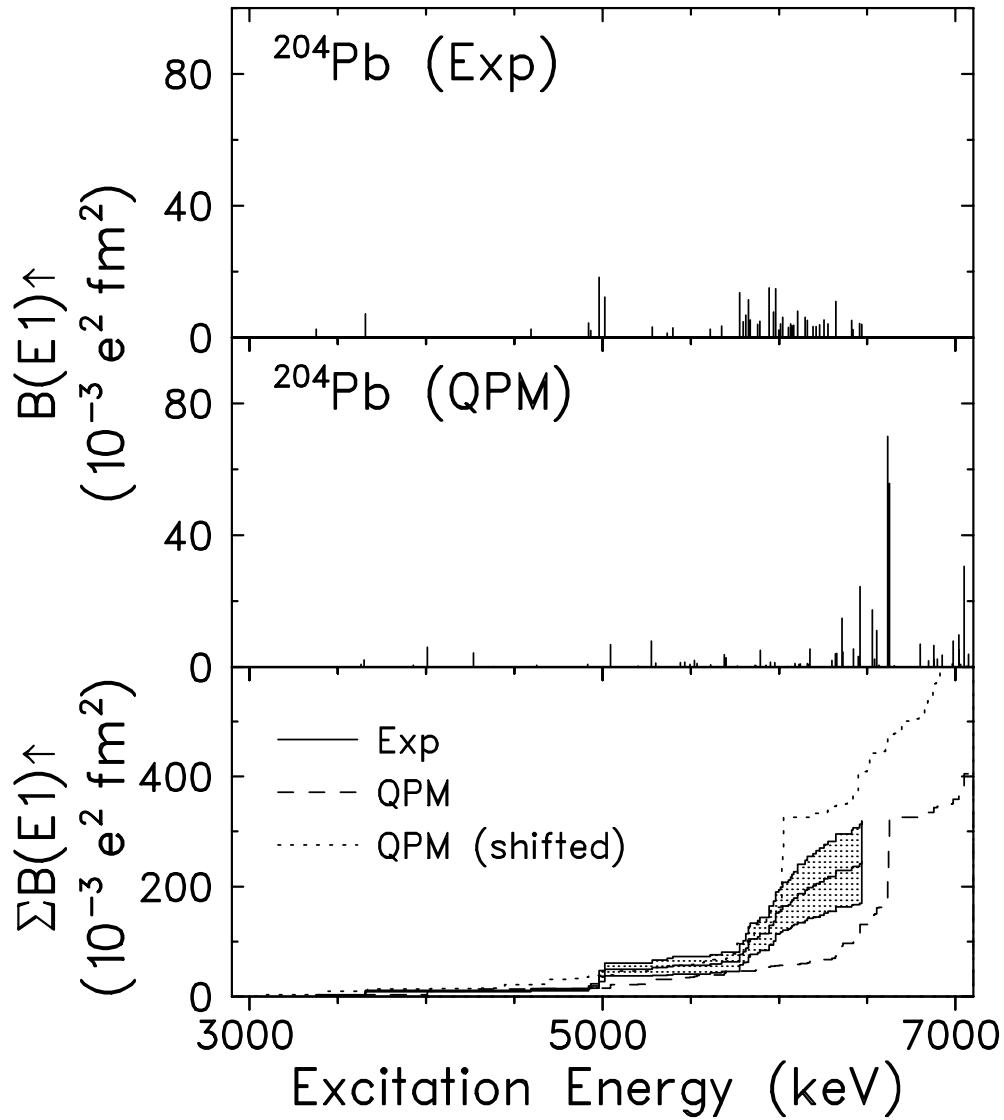


Abb. 5.6: Vergleich von Experiment und QPM-Vorhersage in ^{204}Pb . Dargestellt sind experimentelle Stärkeverteilung (oberes Teilbild), theoretische Stärkeverteilung (mittleres Teilbild) und im unteren Teilbild summierte Anregungsstärke für Experiment (durchgezogenes Histogramm mit Fehlerband) und Theorie (strichliertes Histogramm). Das punktiert eingezeichnete Histogramm zeigt die Modellvorhersage nach einer Verschiebung um 600 keV.

Die Schalenmodellrechnungen ergeben in ^{206}Pb vier M1-Anregungen unterhalb von 7 MeV Anregungsenergie. Der niedrigstliegende Zustand bei 1.7 MeV kann als $p_{3/2}^{-1}p_{1/2}^{-1}$ -Zweiloch-Zustand beschrieben werden. Seine vorhergesagte Anregungsstärke von $B(\text{M1}) = 0.42 \mu_N^2$ stimmt mit dem experimentellen Wert von $0.51(9) \mu_N^2$ überein, der von Metzger in KRF- und Selbstabsorptionsexperimenten bestimmt wurde [166]. Zwischen 2 und 4 MeV werden vom Schalenmodell zwei Niveaus mit $J^\pi = 1^+$ erwartet, die bislang noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnten. Im Bereich oberhalb von 6 MeV existieren hingegen mehrere experimentell identifizierte M1-Anregungen, der in dem oben erläuterten theoretischen Rahmen lediglich ein 1^+ -Zustand gegenübersteht. Die Anregungsstärken sind mit Ausnahme des vorhergesagten $f_{5/2}^{-1}f_{7/2}^{-1}$ -Niveaus bei 3.9 MeV mit $B(\text{M1}) = 0.15 \mu_N^2$ zu klein, als daß diese Moden im vorliegenden KRF-Experiment nachgewiesen werden könnten.

Der in der Rechnung verwendete Modellraum schließt Anregungen des ^{208}Pb -Rumpfs aus, die ab ca. 2.6 MeV berücksichtigt werden müßten. Insbesondere sind diese Rechnungen daher nicht in der Lage, die ‘isoskalare’ M1-Mode bei 5.8 MeV zu beschreiben. Auch die zahlreichen beobachteten M1-Anregungen oberhalb von 6 MeV müssen als Kopplungen an Rumpf-Anregungen betrachtet werden. Eine Übersicht über 1^+ -Zustände in ^{206}Pb oberhalb von 6.7 MeV bietet Ref. [167] in Erweiterung früherer Experimente mit markierten Photonen [168].

Für den Kern ^{204}Pb ergeben sich aus dem Schalenmodell weitaus mehr 1^+ -Zustände bei niedriger Energie. Bis 7 MeV Anregungsenergie werden ca. 90 Niveaus vorhergesagt, davon 33 unterhalb von 4 MeV. Eine detaillierte Berechnung der Anregungsstärken liegt derzeit nicht vor. Bei niedrigen Anregungsenergien sind besonders von $(n,n'\gamma)$ -Experimenten einige Niveaus mit $J = 1$ detektiert worden, denen nach Schalenmodellüberlegungen positive Parität zugeordnet werden muß. Für die drei in Kap. 4 vorgestellten Dipolmoden, die in diesem Experiment unterhalb von 4 MeV beobachtet wurden, konnte die Parität nicht bestimmt werden. Die Annahme positiver Parität aus den Schalenmodellüberlegungen für das Niveau bei 2312 keV liegt nahe, doch bereits bei ca. 3.5 MeV wird auch eine Quadrupol-Oktupol-Vibration mit $J^\pi = 1^-$ erwartet (siehe oben). Daß beim Übergang von ^{206}Pb nach ^{204}Pb deutlich mehr M1-Stärke im gleichen Energieintervall auftritt, ist aber nicht wahrscheinlich; in einem einfachen Bild wird die Stärke vor allem fragmentiert und auf viele Zustände verteilt. Es ist deshalb eine sinnvolle Annahme, daß im Bereich ab 4 MeV bis zur Endpunktenergie die M1-Stärke weniger als $1 \mu_N^2$ beträgt. Dies wird durch Abschätzungen im QPM unterstützt [161].

5.3.2 ‘Isoskalare’ M1-Stärke

Die prominenteste magnetische Dipolmode in ^{208}Pb bei ca. 5.8 MeV Anregungsenergie ist durch eine dominante Konfiguration $\nu(i_{13/2}^{-1}i_{11/2})\pi(h_{11/2}^{-1}h_{9/2})$ gekennzeichnet. Aufgrund ihrer Symmetrie von Proton- und Neutronbeiträgen, die in Elektronenstreuexperimenten

studiert wurden [120, 121, 130], wird diese Anregung als isoskalar bezeichnet [155]. Dies belegen auch weitere Streuexperimente, wie z. B. polarisierte Deuteronenstreuung, die in Ref. [169] beschrieben ist, sowie theoretische Studien (vgl. z. B. [170]). Die im vorliegenden Experiment bestimmte Übergangsstärke in den Grundzustand ist etwa einen Faktor zwei größer als der Wert aus der Elektronenstreuung, stimmt aber im Rahmen der Fehler noch mit dem Resultat der polarisierten Photonenstreuung von Ref. [112] überein.

Für ^{206}Pb wird eine ähnliche M1-Anregung berichtet [125, 130], für die eine vergleichbare Konfiguration erwartet wird [171]. Die im vorliegenden Experiment beobachtete Stärke übertrifft sogar den B -Wert der isoskalaren Mode aus ^{208}Pb . Es kann daher davon ausgegangen werden, daß die ‘isoskalare’ M1-Stärke praktisch nicht fragmentiert. Ein Grund hierfür ist vor allem die niedrige Niveaudichte, die auch die Schalenmodellrechnung vorhersagt.

Im Kern ^{204}Pb ist die Niveaudichte bei 5.8 MeV Anregungsenergie deutlich höher. In der Tat ist im KRF-Spektrum keine M1-Anregung vergleichbarer Stärke sichtbar, so daß von einer Fragmentation ausgegangen werden muß. Dies bedeutet, daß im Bereich um 5.8 MeV eine totale ‘isoskalare’ magnetische Dipolstärke von ca. $2 \mu_N^2$ erwartet wird, die über mehrere Niveaus verteilt wird. Dies beeinflußt die oben vorgestellten Resultate der E1-Stärkeverteilung jedoch höchstens zu etwa 10%.

Kapitel 6

Suche nach einer Doppeloktupol–Anregung in ^{208}Pb

6.1 Motivation

Wie in Kap. 1 bereits erläutert, führt die Kopplung von Phononen zu Zustandsmultipletts, die im einfachsten Bild entartet sind. Die tatsächlichen Anregungsenergien der Mitglieder dieses Multipletts sowie die Übergangsstärken enthalten deshalb wertvolle Informationen über die Reinheit der Phononenmoden, d. h. ihre intrinsische fermionische Struktur sowie Beimischungen anderer Konfigurationen zur Wellenfunktion und bilden damit einen wichtigen Prüfstein für Kernmodelle.

Während für die Kopplung zweier Quadrupolvibrationen bereits ein ausführlicher Datensatz existiert [2] und für die Kopplung der Quadrupol- an die Oktupolvibration in den letzten Jahren ebenfalls ein systematisches Bild etabliert werden konnte [8, 15, 16, 138–141, 143–148, 150], sind die experimentellen Hinweise auf Doppeloktupol–Anregungen vergleichsweise gering und uneinheitlich. Man erwartet hier ein Quartett von Zuständen mit $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$, das etwa bei der doppelten Anregungsenergie der Einphonon–Mode liegen sollte [172–177].

Im Massenbereich um ^{146}Gd existieren Strukturen, die als ‘gestreckte’ Vielteilchen \otimes Doppeloktupol–Anregungen interpretiert werden [178–180], d. h. die Teilchen außerhalb der abgeschlossenen Schale sowie die zwei Einphonon–Anregungen koppeln zu maximalem Drehimpuls. Hinweise auf die eigentlichen Zweiphonon–Moden aus $(n, n'\gamma)$ –Reaktionen [138] basieren auf der Identifikation von E1–Übergängen zum Einphonon–Zustand. Eine eindeutige Signatur in Form eines kollektiven E3–Übergangs zum 3_1^- –Niveau konnte allerdings noch nicht gefunden werden.

Der Kern ^{208}Pb besitzt als einziger schwerer stabiler Kern als ersten angeregten Zustand eine kollektiv angeregte Oktupolvibration [28] und ist daher in besonderer Weise zur Untersuchung dieser Zweiphonon–Moden geeignet. Dennoch waren die experimentellen Studien für ^{208}Pb weniger erfolgreich als im Massenbereich um ^{146}Gd . Die bisher verwendeten experimentellen Zugänge zielten vor allem auf das Studium der Zustände mit Spin 0^+ und 6^+ ab. Mit Ausnahme des in $(n, n'\gamma)$ identifizierten 0^+ –Zustandes [29] konnte noch kein

klarer Hinweis auf weitere Doppeloktupol-Anregungen gefunden werden, der einer kritischen experimentellen Überprüfung standgehalten hätte [181–186]. In jüngster Zeit wurde versucht, in Neutronenstreuung [187] auch die Zustände mit $J^\pi = 2^+, 4^+$ zu finden, doch ist die Signatur in Form eines E1-Übergangs zum Einphonon-Zustand nicht eindeutig, und der E3-Beitrag zur gesamten Übergangsbreite kann nicht mit hinreichender Präzision extrahiert werden.

Basierend auf Rechnungen im QPM wurde untersucht, ob eine Identifikation des 2^+ -Zustands des Doppeloktupol-Quadrupletts in KRF-Experimenten realisierbar ist [30]. Im Rahmen der Modellrechnung wird diese Quadrupolanregung hinsichtlich ihrer Anregungsstärke und ihrer Verzweigung zum 3_1^- diskutiert. Die Ergebnisse zeigen, daß Beimischungen niedrigliegender elektrischer Quadrupolmoden wesentlichen Einfluß auf die Anregungs- und Zerfallseigenschaften haben. Durch die gesteigerte Sensitivität [188] jüngster KRF-Experimente unter Verwendung von Euroball-Cluster-Detektoren sollte deshalb die Messung der Zweiphonon-Mode und evtl. sogar ihres Zerfallszweigs möglich sein, wie Zählratenabschätzungen auf der Basis von Monte-Carlo-Simulationen gezeigt haben [30, 189]. Von den Rechnungen wird als Signatur ein E1-Übergang zur einfachen Oktupolvibration vorgeschlagen, entsprechend der Argumentationslinie für die Ergebnisse von $(n, n'\gamma)$ - und $(p, p'\gamma)$ -Experimenten (siehe z. B. [138]).

Nachdem hocheinsensitive Coulombanregungsexperimente keinen nachhaltigen Hinweis auf die ‘Hochspin’-Mitglieder des Multipletts zu liefern vermochten, wurde in einer weitergehenden QPM-Rechnung die Fragmentation der Zweiphonon-Stärke detailliert untersucht [162]. Diese Rechnung zeigt, daß die Doppeloktupol-Vibration mit $J^\pi = 6^+$ über viele Zustände, der 2^+ -Zustand nur verhältnismäßig schwach und die Niveaus mit $J^\pi = 0^+, 4^+$ praktisch gar nicht fragmentieren sollten. Dies deckt sich gut mit der Beobachtung des 0^+ -Zustands im $(n, n'\gamma)$ -Experiment [29], die mittlerweile durch Ergebnisse von (p, p') -, (d, d') - und (α, α') -Reaktionen [190] unterstützt wird. Ferner konnte ein neues hocheinsensitives Coulombanregungsexperiment die Fragmentation der Übergangsstärke $B(\text{E}3; 3_1^- \rightarrow 6^+)$ über den Bereich von 4.4 bis 6.0 MeV in guter Übereinstimmung mit den QPM-Resultaten beobachten [191]. Ein weiteres Resultat der jüngsten QPM-Betrachtung [162] ist, daß offenbar ein E1-Übergang von den Zuständen $J^\pi = 2^+, 4^+$ des Zweiphonon-Multipletts zur einfachen Oktupolvibration nicht als eindeutige Signatur für die Doppeloktupol-Vibration angesehen werden kann. Dies stellt die Interpretation der Ergebnisse der $(n, n'\gamma)$ -Reaktion sowie des vorgeschlagenen KRF-Experiments in Frage.

Die gewonnenen Ergebnisse des Photonenstreuexperimentes an ^{208}Pb gestatten es dennoch, nach Indizien für den 2^+ -Zustand des Doppeloktupol-Multipletts zu suchen. Dies sind vor allem die Anregungsstärke aus dem Grundzustand sowie ein mögliches Verzweigungsverhältnis. Somit liefert dieses Experiment einen Test der QPM-Vorhersagen und erlaubt es gleichzeitig, andere Resultate kritisch zu überprüfen.

6.2 E2–Stärkeverteilung

Abbildung 6.1 faßt die Resultate noch einmal zusammen, die im hier vorgestellten (γ, γ') –Experiment gewonnen wurden (vgl. auch Kap. 4). In der oberen Bildhälfte ist das Spektrum des Cluster–Detektors unter 94° , in der Nähe des lokalen Maximums der E2–Winkelverteilung, für den Energiebereich 4 – 7 MeV gezeigt. Neben einer Reihe von starken Dipolanregungen, die in Kap. 5 diskutiert wurden, konnten vier 2^+ –Niveaus identifiziert werden. Diese sind mit Pfeilen in Abb. 6.1 gekennzeichnet. Weitere Linien stammen aus dem Eichmaterial ^{11}B oder sind einfache oder doppelte Escape–Linien.

Von den vier beobachteten Grundzustandsübergängen von 2^+ –Zuständen sind die bei 4086 keV und 6193 keV liegenden Niveaus bereits bekannt, wobei die Anregungsstärken in (e, e') –Experimenten bestimmt wurden [114, 123]. In Tab. 6.1 sind die Stärken und Lebensdauern für diese sowie für die beiden neu identifizierten Niveaus mit $J^\pi = 2^+$ zusammengefaßt. Die extrahierten Lebensdauern sind geringfügig größer als die Literaturwerte, was evtl. auf den Einfluß nichtbeobachteter Verzweigungen zurückgeführt werden kann, jedoch grob — für das Niveau bei 6193 keV sogar im Rahmen der Fehler — mit den früheren Werten verträglich.

Für den Zustand bei 5716 keV war bislang die Zuordnung zu Spin und Parität 2^+ nicht eindeutig möglich [28]. Durch Messung der Winkelverteilung im vorliegenden Experiment konnte dies nun verifiziert werden. Die Bestimmung der Anregungsstärke war erstmals möglich. Für eine E2–Anregung bei 6256 keV lag noch keine experimentelle Evidenz vor. Die gemessenen E2–Stärken sind im unteren Teil von Abb. 6.1 als gefüllte Balken in logarithmischer Darstellung gezeigt.

Tab. 6.1: Elektrische Quadrupolanregungen in ^{208}Pb . Die angegebenen Anregungsenergien, Anregungsstärken und Lebensdauern sind aus dem vorgestellten Experiment extrahiert worden. Zusätzlich werden die Literaturwerte [28] zum Vergleich angegeben. Für alle Niveaus wurde $\Gamma_0/\Gamma = 1$ angenommen und eine Selbstabsorptionskorrektur durchgeführt (vgl. auch Tab. 4.1).

E_x (keV)	$B(\text{E2})\uparrow$ ($e^2\text{fm}^4$)	τ (fs)	τ [28] (fs)
4085.5(2)	2434(168)	1.47(10)	1.07(9)
5715.5(4)	127(17)	5.25(70)	—
6193.1(4)	388(48)	1.15(14)	0.97(7)
6255.6(4)	323(47)	1.32(19)	—

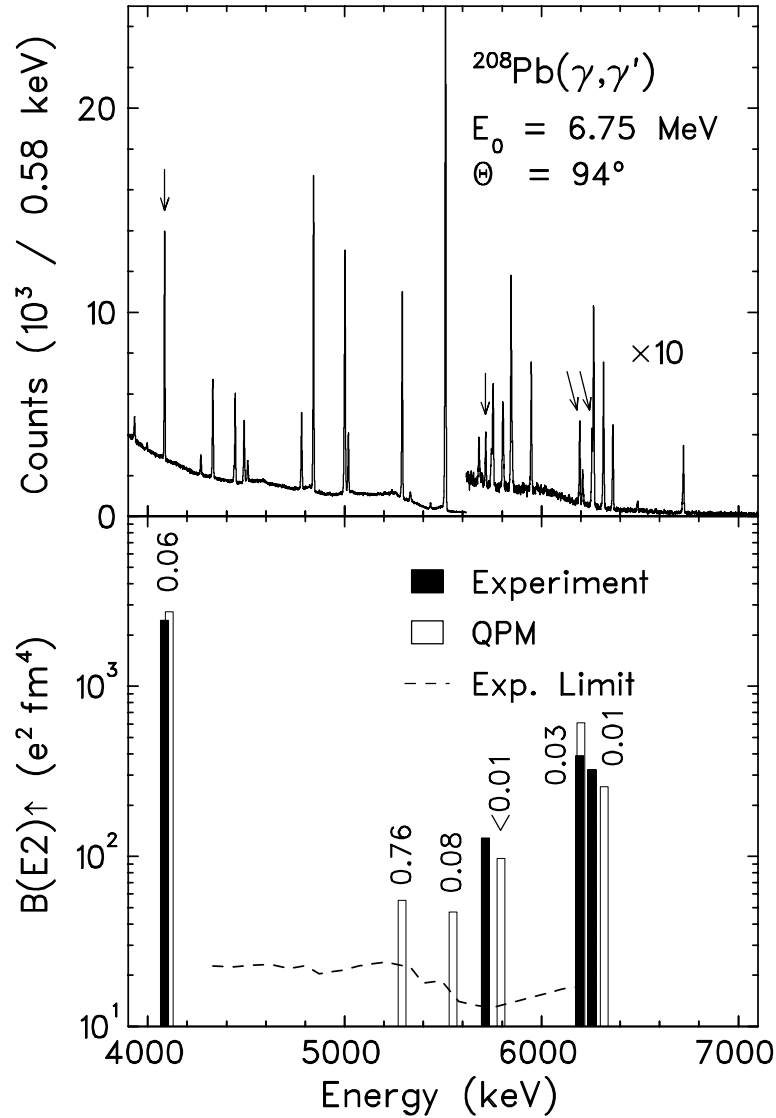


Abb. 6.1: KRF-Spektrum und E2-Stärkeverteilung in ^{208}Pb . Oberer Teil: Photonenspektrum der $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -Reaktion, aufgenommen mit einem Cluster-Detektor unter 94° im Energieintervall zwischen 4 und 7 MeV. Grundzustandsübergänge von 2^+ -Zuständen sind mit Pfeilen markiert. Andere Signale im Spektrum stammen von Dipolanregungen in ^{208}Pb , aus dem Eichmaterial ^{11}B oder sind Escape-Linien. Unterer Teil: Gemessene E2-Stärkeverteilung (ausgefüllte Balken) im Vergleich zu Vorhersagen des QPM (offene Balken). Die gestrichelte Linie zeigt den groben Verlauf der Nachweisgrenze für E2-Anregungen aus dem Grundzustand basierend auf dem vom QPM vorhergesagten Verzweungsverhältnis an, die aus dem Verlauf des Untergrunds im Spektrum bestimmt wurde. Die Zahlen geben die Beiträge der Doppeloktupol- 2^+ -Konfiguration zu den berechneten 2^+ -Wellenfunktionen im QPM an. Für das untere Teilbild wurde eine logarithmische Darstellung gewählt.

6.3 Diskussion

6.3.1 Vergleich mit Rechnungen im Quasiteilchen–Phonon–Modell

Die in Ref. [162] vorgestellten Resultate der QPM–Rechnungen für die Anregungsstärke von Zuständen mit $J^\pi = 2^+$ sind in Abb. 6.1 als offene Balken dargestellt. Die Vorhersagen der Modellrechnungen stimmen sehr gut mit den experimentellen Befunden überein (ausgefüllte Balken in Abb. 6.1); Ausnahmen bilden die beiden vorhergesagten Zustände bei 5.3 und 5.5 MeV, die nicht beobachtet wurden. Die in Abb. 6.1 angegebenen Zahlenwerte stellen die Beiträge der $(3_1^- \otimes 3_1^-)$ –Komponente zur Wellenfunktion der jeweiligen Zustände im QPM dar. Man erkennt eine schwache Fragmentation: Ein Zustand trägt etwa 76% der Doppeloktupol–Konfiguration, wohingegen andere 2^+ –Niveaus im untersuchten Energiebereich nur Beiträge unterhalb von 10% aufweisen. Erstaunlich ist, daß auch der niedrigstliegend 2^+ –Zustand eine Beimischung der $(3_1^- \otimes 3_1^-)$ –Konfiguration besitzt. Überdies wird für diesen — wie für die meisten anderen Niveaus dieser Massenregion — ein E1–Übergang zur einfachen Oktupolvibration mit einer Übergangsstärke in der Größenordnung von 10^{-3} W. u. vorhergesagt. Experimentelle Evidenz für diesen Zerfall existiert im Falle des 2_1^+ noch nicht, doch kann aus früheren Selbstabsorptionsexperimenten ein Wert von $\Gamma_0/\Gamma < 1$ nicht ausgeschlossen werden. Typische γ –spektroskopische Methoden haben Nachweisgrenzen von ca. 1% für das Verzweigungsverhältnis, was grob mit der vorhergesagten Stärke übereinstimmt.

Der Zustand, zu dem die Doppeloktupol–Konfiguration dominant beiträgt, wurde im Experiment nicht beobachtet. Hierfür könnte eine Abweichung vom vorhergesagten Verzweigungsverhältnis verantwortlich sein. Deshalb wurde das Zerfallsverhalten dieses Niveaus im Rahmen einer QPM–Rechnung erneut untersucht und auch der Einfluß der IVGDR auf den E1–Übergang zum Einphonon–Zustand explizit berücksichtigt. Dabei wurden die Parameter der Restwechselwirkung im Bereich $\pm 30\%$ analog zur Vorgehensweise in Ref. [30] variiert, um die Stabilität der Ergebnisse zu überprüfen. Aus dieser Vorgehensweise können für die Anregung aus dem Grundzustand $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2^+) = 55(^{+25}_{-19}) e^2\text{fm}^4$ und für den Zerfall zum Einphonon–Niveau $B(E1; 2^+ \rightarrow 3_1^-) = 0.70(^{+0.36}_{-0.32}) \cdot 10^{-3} e^2\text{fm}^2$ extrahiert werden [54]. Dabei ist es wichtig zu berücksichtigen, daß eine Variation der Restwechselwirkung von dieser Größenordnung die Übereinstimmung mit den beobachteten Übergangsstärken dramatisch verschlechtert und zu Verschiebungen in den Anregungsenergien von mehreren 100 keV führt. Jedoch erweisen sich die Ergebnisse als außerordentlich robust hinsichtlich des vorhergesagten Verzweigungsverhältnisses, so daß eine zuverlässige Bestimmung der Nachweisgrenze aus dem KRF–Experiment möglich ist.

6.3.2 Nachweisgrenzen

Der grobe Verlauf der experimentellen Nachweisgrenze für die Anregung eines 2^+ -Zustands mit dem vom QPM vorhergesagten Verzweigungsverhältnis der Doppeloktupol-Mode ist im unteren Teil von Abb. 6.1 als gestrichelte Linie eingezeichnet. Zusätzlich ist in Tab. 6.2 in den oberen beiden Zeilen die Nachweisschwelle und die Modellvorhersage für die Anregung aus dem Grundzustand und den Zerfall zum Einphonon-Niveau angegeben. Die Nachweisgrenze wurde aus dem Untergrund des KRF-Spektrums für ein Signal mit drei Standardabweichungen bestimmt, wobei Selbstabsorptionseffekte vernachlässigt wurden. Dabei muß beachtet werden, daß die in Abb. 6.1 gezeigte Sensitivität in der Nähe starker Signale im Pulshöhenspektrum reduziert ist (vgl. das Spektrum im oberen Teil der Abbildung).

Im Gegensatz zu den Modellvorhersagen konnte kein Kandidat für eine Doppeloktupol-Vibration mit $J^\pi = 2^+$ identifiziert werden. Es war auch nicht möglich, eine Verzweigung in den ersten angeregten Zustand zu detektieren. Die Empfindlichkeit des Experiments unter Annahme des QPM-Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall zum Einphonon-Niveau war etwa einen Faktor zwei zu gering, wohingegen eine sehr niedrige Nachweisschwelle für den Grundzustandsübergang erzielt wurde.

6.3.3 Kandidaten für einen $(3_1^- \otimes 3_1^-; 2^+)$ -Zustand

Das vorliegende Experiment konnte erstmals eine E2-Anregung bei 5716 keV nachweisen und ihre Stärke bestimmen. Die Anregungsenergie weicht um etwa 10% vom vorherge-

Tab. 6.2: Nachweisgrenze für eine E2-Anregung in ^{208}Pb in der Nähe der Anregungsenergie, die für eine Doppeloktupol-Vibration erwartet wird. Als Verzweigungsverhältnis wurde die Vorhersage der QPM-Rechnung verwendet. Die QPM-Vorhersage selbst ist ebenfalls angegeben. In den folgenden Reihen sind Anregungs- und Übergangsstärken für Kandidaten für einen Doppeloktupol- 2^+ -Zustand aus dieser Arbeit und aus [187] angegeben.

	$B(\text{E2}; 0^+ \rightarrow 2^+)$ ($e^2\text{fm}^4$)	$B(\text{E1}; 2^+ \rightarrow 3^-)$ ($10^{-3} e^2\text{fm}^2$)
Nachweisgrenze bei $E \approx 5280$ keV	23.6	1.59
QPM-Vorhersage	55.0	0.70
$E_x = 5716$ keV (diese Arbeit)	127(17)	≤ 0.8
$E_x = 5286$ keV [187]	≤ 0.5	0.47
$E_x = 5561$ keV [187]	≤ 6.2	0.34

sagten Wert für die Zweiphonon-Mode ab, was in Anbetracht der guten Übereinstimmung zwischen Modellvorhersage und Experiment die Identifikation dieses Niveaus mit der Doppeloktupol-Vibration weitgehend ausschließt. Die Grundzustandsübergangsstärke übertrifft den vorhergesagten Wert zudem um mehr als einen Faktor zwei, wie aus Tab. 6.2 entnommen werden kann. Eine mögliche Verzweigung zum 3_1^- in der Größenordnung der Übergangsstärke beim Zerfall des Doppeloktupol-Modes kann nicht ausgeschlossen werden, ist jedoch im Rahmen der QPM-Resultate von Ref. [162] als typisch für alle Niveaus mit $J^\pi = 2^+$ anzusehen. Die Stärke und Anregungsenergie des Niveaus bei 5716 keV stimmt jedoch sehr gut mit einem im QPM vorhergesagten Zustand mit dominanter $1p1h$ -Struktur überein.

Das in Ref. [187] bei $E_x = 5286$ keV beobachtete Niveau könnte als möglicher Kandidat für die Doppeloktupol-Vibration angesehen werden, da der Zerfall zum Grundzustand leicht in der Flanke der starken Dipolanregung bei 5292 keV verborgen sein könnte. Die gemessenen Werte für den Übergang zum 3_1^- -Zustand und die Lebensdauer [187] ergeben aber eine mögliche Anregungsstärke bzw. ein Verzweigungsverhältnis, das stark von der QPM-Vorhersage abweicht, und der Zerfall zum Grundzustand ist bei weitem zu schwach, um in einem KRF-Experiment detektiert werden zu können. Eine ähnliche Situation liegt bei dem in [187] diskutierten Zustand bei $E_x = 5561$ keV mit $J^\pi = (2^+, 4^+)$ vor. Auch ein in Ref. [116] identifiziertes 2^+ -Niveau mit einer Anregungsenergie von 5548 keV besitzt ein von den QPM-Ergebnissen stark abweichendes Verzweigungsverhältnis. Geht man von der Richtigkeit der QPM-Vorhersagen aus, welche die Stärken und Anregungsenergien der im hier vorgestellten Experiment detektierten Niveaus gut reproduzieren, dann können diese Zustände nicht als Kandidaten für eine Doppeloktupol-Vibration angesehen werden.

Eine Zusammenstellung der in γ -Spektroskopie bei Transferreaktionen erzielten Resultate bietet Ref. [117]. In diesen Experimenten konnte keiner der zuvor diskutierten Kandidaten für einen Doppeloktupol- 2^+ -Zustand identifiziert werden, doch ist der Nachweis einer Doppeloktupol-Vibration in einer Transferreaktion aufgrund der Selektivität auf Teilchen-Loch-Konfigurationen nicht unbedingt zu erwarten. Die in jüngster Zeit am Tandem-Beschleuniger in München durchgeführten Experimente mit Protonen-, Deuteronen- und Alpha-Streuung [190] unterstützen die Interpretation des 0^+ -Zustands aus Ref. [29] als Doppeloktupol-Vibration. Weiterhin weisen diese Resultate für den in Ref. [187] diskutierten 2^+ -Zustand bei 5286 keV ebenfalls auf eine mögliche Erklärung des Niveaus als Zweiphonon-Zustand hin — im bereits erwähnten Widerspruch zu den QPM-Vorhersagen. Weitere 2^+ -Zustände, die in früheren Protonenstreuxperimenten [192] detektiert wurden, konnten jedoch von den jüngsten Experimenten [117, 190] nicht beobachtet werden. Neuere spektroskopische Informationen [117] deuten darauf hin, daß diese Niveaus negative Parität besitzen.

6.3.4 Schlußfolgerung

Zusammenfassend muß festgestellt werden, daß im Vergleich mit QPM-Vorhersagen bislang kein Kandidat für einen $(3_1^- \otimes 3_1^-; 2^+)$ -Zweiphonon-Zustand im Experiment identifiziert werden konnte. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen den QPM-Rechnungen und den gemessenen Anregungsenergien und -stärken sowie die gute Beschreibung der Fragmentation der Zweiphonon-Stärke für die Zustände mit $J^\pi = 6^+$ belegen die Zuverlässigkeit der Modellrechnungen. Zu einer zusätzlichen Fragmentation der Doppeloktupol-Stärke im Falle der 2^+ -Zustände könnten evtl. die Zweiproton- bzw. Zweineutron-Paarvibrationszustände führen (s. z. B. [193]), die nicht im Modellraum des QPM enthalten sind und im selben Anregungsenergiebereich wie die Zweiphonon-Mode erwartet werden. Dennoch ist es unwahrscheinlich, daß durch Mischungen mit diesen Niveaus das Zerfallsverhalten um mehr als eine Größenordnung geändert wird.

Die hier vorgestellte Messung hat zur eindeutigen Identifikation von zwei neuen Zuständen mit $J^\pi = 2^+$ und der Bestimmung ihrer Anregungsstärken geführt und zeichnet sich durch eine Nachweisgrenze aus, die für eine Beobachtung des Grundzustandsübergangs des Doppeloktupol-Modes hätte ausreichen müssen. Ausnahmen bilden die Anregungsenergiebereiche in unmittelbarer Nähe zu starken Linien im Pulshöhenspektrum. Die von anderen Experimenten vorgeschlagenen Kandidaten weichen hingegen in ihrem Verzweigungsverhältnis stark von den Erwartungen aus den Modellrechnungen ab.

Eine weitere Verbesserung der experimentellen Sensitivität wäre durch Verwendung eines seitlichen BGO-Schilds möglich sowie durch die Optimierung der Detektorabschirmung zum Streutarget hin. Eine solche veränderte Geometrie des Meßaufbaus würde einen kleineren Raumwinkel abdecken und so insbesondere die Sensitivität in der Bestimmung der Linearpolarisation der gestreuten Strahlung reduzieren. Andererseits deutet der Vergleich zu früheren Messungen [41,44] darauf hin, daß das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich verbessert werden könnte. Für eine detaillierte Abschätzung ist die Kenntnis der Unterdrückung des Compton-Kontinuums im Spektrum bei solch starken Übergängen wie in ^{208}Pb nötig. Für die Verzweigung zum Einphonon-Zustand wurde die in [30] angestrebte Sensitivität nicht erreicht und kann auch durch eine veränderte Geometrie nicht erzielt werden. Der Grund hierfür ist unklar, da die Monte-Carlo-Simulation von Ref. [30] stets auf die in früheren Messungen erzielten Werte für den Untergrundverlauf normiert wurden. Dies könnte evtl. auf eine unzureichende Modellierung der nichtresonanten Wirkungsquerschnitte von Thomson- oder Delbrückstreuung im Programm GEANT [94] zurückzuführen sein. Für eine genauere Beurteilung ist die Durchführung von Simulationen im Vergleich mit experimentellen Daten erforderlich (vgl. z. B. [194]).

Trotz der diskutierten experimentellen und theoretischen Verbesserungsmöglichkeiten können die Befunde zur Doppeloktupol-Anregung in ^{208}Pb derzeit nicht verstanden werden. Weitere Anstrengungen sind erforderlich, um diese seit vielen Jahren offene Frage der Kernstrukturphysik zu klären.

Kapitel 7

Phänomenologische Analyse der Scissors Mode

In diesem sowie dem folgenden Kapitel dieser Arbeit wird die niedrigliegende, magnetische Dipol-Bahnantwort in schweren, vornehmlich deformierten Kernen systematisch untersucht. Der erste Nachweis einer solchen Mode, die als Scherschwingung der deformierten Protonen- und Neutronenvalenzkörper gegeneinander verstanden werden kann (‘Scissors Mode’), gelang in Darmstadt vor mehr als 15 Jahren in hochauflösender inelastischer Elektronenstreuung an ^{156}Gd [31]. Die Mode war in den siebziger Jahren erstmals quantitativ im Rahmen eines halbklassischen Modells zweier starrer Rotoren (two-rotor model, TRM) vorhergesagt [32] und dann auch im Proton-Neutron Interacting Boson Model (IBM-2) untersucht worden [33]. Insbesondere Ergebnisse von Protonenstreuxperimenten unter Vorwärtswinkeln [195, 196] bestätigten den Bahncharakter der Mode. Es zeigte sich rasch, daß die Methode der KRF hervorragend geeignet ist, die Feinstruktur der Scissors Mode aufzulösen [197, 198]. Neben einer breit angelegten systematischen Untersuchung der Scissors Mode in KRF über die komplette ($N = 82 - 126$)-Neutronenhauptschale (vgl. z. B. [8]) einschließlich der γ -weichen Kerne [199, 200] konnte Bahn-M1-Stärke in weiteren Massenbereichen von der fp -Schale [195, 201] bis zu den Aktiniden [202, 203] gefunden werden.

Bei der Untersuchung der Rolle der Deformation in bezug auf die Anregungsstärke der Scissors Mode konnte aus den Experimenten eine quadratische Abhängigkeit etabliert werden [34], die zuerst durch ein kollektives Neutron-Proton-Deformationsmodell [204] vorhergesagt wurde. Das Verhalten läßt sich durch eine Summenregelanalyse gut reproduzieren [36] und deutet auf eine enge Korrelation von Scissors Mode und Kernrotation hin, wie zahlreiche phänomenologische oder modellbasierte Analysen [35, 37, 205–207] zeigen.

Mikroskopische Modelle wie QRPA (Quasiparticle Random-Phase Approximation), QTDA (Quasiparticle Tamm-Dancoff Approximation) und QPM liefern unterschiedliche Ergebnisse hinsichtlich Fragmentation, Stärke und Stärkeverteilung sowie des kollektiven Charakters der Mode und hängen sehr empfindlich von den Parametern des mittleren Kernpotentials, der Restwechselwirkung und der Berücksichtigung von Paarkorrelationen ab. Einen Überblick geben die Refn. [38, 208]. In den meisten Rechnungen wird zusätzlich zur niedrigliegenden, um 3 MeV Anregungsenergie auch experimentell identifizierten

Stärke eine ‘high-lying scissors mode’ als ($K = 1$)–Komponente der isovektoriellen Quadrupolriesenresonanz (IVGQR) bei ca. 23 MeV Anregungsenergie vorhergesagt [209–211].

Auf das Studium der Scissors Mode an Kernen ungerader Massenzahl in Theorie und Experiment soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Eine Übersicht über die jüngsten Entwicklungen kann den Refn. [8, 39, 41–44, 212–218] entnommen werden.

7.1 Datensatz

Das vorliegende Kapitel dieser Arbeit berichtet über eine systematische Analyse der Eigenschaften der Scissors Mode über einen weiten Massenbereich. Um eine derartige Untersuchung durchführen zu können, müssen zunächst die Fragmente dieser Anregung aus den gemessenen Dipolstärkeverteilungen extrahiert werden. Die Kriterien für die Auswahl der der Scissors Mode zugerechneten Fragmente sollten möglichst wenig Vorbedingungen bzw. ‘Vorkenntnis’ in die Analyse einbringen und sich vor allem an den experimentellen Signaturen orientieren. Folgende Kriterien wurden für die Identifikation der Fragmente der Scissors Mode verwandt:

- Als Anregungsenergiebereich wurde für alle Kerne der ($N = 82 - 126$)–Neutronenhauptschale das Intervall 2.5 – 4.0 MeV festgelegt. Bei niedrigeren Energien ist die Existenz von Teilchen–Loch–Anregungen belegt [219–221], bei höheren Energien wird die Spin–M1–Stärke dominant, wie Experiment [196, 222] und Theorie [211, 223, 224] zeigen. Die in Stuttgart durchgeführten KRF–Messungen sind zudem auf einen Anregungsenergiebereich bis etwa 4.0 MeV beschränkt.
- Die Parität wird über die K –Quantenzahl identifiziert. Nach den Alaga–Regeln [225] gilt

$$R_{K=1} = \frac{B(\sigma 1; J; K = 1; 1 \rightarrow 2; 0)}{B(\sigma 1; J; K = 1; 1 \rightarrow 0; 0)} = 0.5, \quad (7.1)$$

$$R_{K=0} = \frac{B(\sigma 1; J; K = 1; 0 \rightarrow 2; 0)}{B(\sigma 1; J; K = 1; 0 \rightarrow 0; 0)} = 2.0. \quad (7.2)$$

Wie Messungen der Linearpolarisation der Grundzustandsübergänge belegen, zeigen praktisch alle elektrischen Dipolanregungen $\Delta K = 0$. Gleichfalls entvölkern magnetische Dipolübergänge nahezu ausschließlich Zustände mit $K = 1$. Deshalb konnte dieses Unterscheidungsmerkmal zur Identifizierung der Parität verwendet werden. In der Realität ist diese Regel allerdings nicht exakt erfüllt, was Hinweise auf K –Mischung [226] liefert. Außerdem gibt es Anhaltspunkte für Moden mit komplexer Struktur wie z. B. eine $(2_{\gamma}^{+} \otimes 3^{-}; 1^{-})$ –Vibration [227]. Die Niveaus besitzen z. T. Verzweignungsverhältnisse, die zwischen den Grenzfällen der Alaga–Regeln liegen. In

der hier durchgeführten Analyse wurde für Zustände mit $R \leq 1$ positive, mit $R > 1$ negative Parität angenommen, wenn nicht explizit eine andere Parität experimentell bestimmt wurde.

- Zustände ohne beobachtete Verzweigung ($R = 0$) wurden von der Analyse ausgenommen. Die Parität dieser Niveaus ist nicht bekannt, da sie meist schwach angeregt werden, so daß nur in wenigen Fällen die Parität direkt gemessen werden konnte. Die Resultate sind uneinheitlich. Offenbar verletzen diese Niveaus die Alaga-Regeln. Da diese aber für eine kollektive Mode wenigstens näherungsweise erfüllt sein sollten, können diese Zustände keine Fragmente der Scissors Mode sein.
- Der Beitrag der Spin-M1-Stärke zu den niedrigliegenden M1-Moden mit dominierendem Bahncharakter ist nur für wenige Kerne explizit in (p,p') bestimmt worden. Bislang konnte nur für ^{164}Dy ein signifikanter Anteil von Spinstärke festgestellt werden. Dieser wurde unter Annahme einer konstruktiven Interferenz von der Gesamtstärke subtrahiert.
- Die Messung an ^{164}Er konnte nicht mit einem hochangereicherten Target durchgeführt werden [228], so daß dieser Kern nicht berücksichtigt wurde.
- Zu den Fehlern in KRF-Experimenten tragen systematische und statistische Anteile bei. In einer konservativen Abschätzung müssen bei der Summation über die einzelnen Fragmente die Fehler daher linear addiert werden.

Die mit diesen Annahmen bestimmten Summenstärken $\sum B(\text{M1})$ und die mittleren Anregungsenergien

$$\omega_{\text{M1}} = \frac{\sum_i E_{xi} B_i(\text{M1}) \uparrow}{\sum_i B_i(\text{M1}) \uparrow} \quad (7.3)$$

sind in Tab. 7.1 angegeben und in Abb. 7.1 noch einmal graphisch dargestellt.

Anhand Abb. 7.1 (a) sieht man, daß die Scissors Mode über den gesamten Massenbereich nahezu konstant eine Anregungsenergie von 3 MeV besitzt. Sie ist offensichtlich weitgehend unabhängig von der Deformation. Dies steht im Widerspruch zu früheren Erwartungen, die im Rahmen einer schematischen RPA-Analyse eine lineare Abhängigkeit der Anregungsenergie vom Deformationsparameter δ vorhersagen [240]. Diese Deformationsabhängigkeit wird aber durch Paarkorrelationen reduziert, wie in Ref. [241] diskutiert. Schließlich konnte auch ausgehend vom Zugang von Ref. [240] unter Abschätzung des Einflusses von Paarkorrelationen eine quantitative Übereinstimmung mit den Daten gefunden werden [242]. Dabei wurde von einem schematischen Ansatz ausgegangen und eine Anpassung eines empirischen Parameters, des Trägheitsmoments, an die Daten durchgeführt.

In der Systematik der Anregungsstärke [vgl. Abb. 7.1 (b)] spiegelt sich die starke Deformationsabhängigkeit [34] wider: Die Stärke nimmt, ausgehend vom Schalenabschluß bei

Tab. 7.1: Mittlere Anregungsenergie und Summenstärke der Scissors Mode für die ($N = 82 - 126$)–Neutronenhauptschale. Angegeben sind Kern, Deformationsparameter δ , mittlere Anregungsenergie ω_{M1} und M1–Summenstärke $\sum B(\text{M1}) \uparrow$. In der letzten Spalte wird auf die verwendete Quelle der Daten verwiesen.

Kern	δ	ω_{M1} (MeV)	$\sum B(\text{M1}) \uparrow$ (μ_N^2)	Referenz
$^{144}_{60}\text{Nd}_{84}$	0.115	3.15	0.72(5)	[229]
$^{146}_{60}\text{Nd}_{86}$	0.132	3.46	0.94(17)	[230]
$^{148}_{60}\text{Nd}_{88}$	0.173	3.49	1.05(24)	[230]
$^{150}_{60}\text{Nd}_{90}$	0.233	3.12	1.83(27)	[230]
$^{148}_{62}\text{Sm}_{86}$	0.124	3.07	0.51(12)	[231]
$^{150}_{62}\text{Sm}_{88}$	0.165	3.18	0.97(17)	[231]
$^{152}_{62}\text{Sm}_{90}$	0.248	2.97	2.41(33)	[231]
$^{154}_{62}\text{Sm}_{92}$	0.273	3.26	2.44(38)	[231]
$^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$	0.251	2.91	2.99(62)	[232]
$^{156}_{64}\text{Gd}_{92}$	0.271	3.06	2.73(56)	[233]
$^{158}_{64}\text{Gd}_{94}$	0.278	3.10	3.71(59)	[233]
$^{160}_{64}\text{Gd}_{96}$	0.281	3.11	3.26(51)	[234]
$^{160}_{66}\text{Dy}_{94}$	0.270	2.87	2.42(30)	[235]
$^{162}_{66}\text{Dy}_{96}$	0.273	2.93	2.85(22)	[212]
$^{164}_{66}\text{Dy}_{98}$	0.278	2.97	3.25(43)	[212]
$^{166}_{68}\text{Er}_{98}$	0.274	2.99	2.55(48)	[228]
$^{168}_{68}\text{Er}_{100}$	0.274	3.24	3.68(48)	[228]
$^{170}_{68}\text{Er}_{102}$	0.274	3.22	3.42(69)	[228]
$^{172}_{70}\text{Yb}_{102}$	0.265	3.03	1.83(49)	[236]
$^{174}_{70}\text{Yb}_{104}$	0.262	3.15	2.70(88)	[236]
$^{176}_{70}\text{Yb}_{106}$	0.249	3.33	2.56(97)	[236]
$^{178}_{72}\text{Hf}_{106}$	0.230	3.21	2.38(36)	[237]
$^{180}_{72}\text{Hf}_{108}$	0.225	3.19	2.04(28)	[237]
$^{182}_{74}\text{W}_{108}$	0.208	3.25	1.34(23)	[238]
$^{184}_{74}\text{W}_{110}$	0.196	3.37	1.04(33)	[238]
$^{186}_{74}\text{W}_{112}$	0.188	3.19	0.82(21)	[238]
$^{190}_{76}\text{Os}_{114}$	0.151	2.87	0.85(11)	[239]
$^{192}_{76}\text{Os}_{116}$	0.143	3.00	0.93(6)	[239]
$^{196}_{78}\text{Pt}_{118}$	0.115	3.27	1.03(25)	[199]

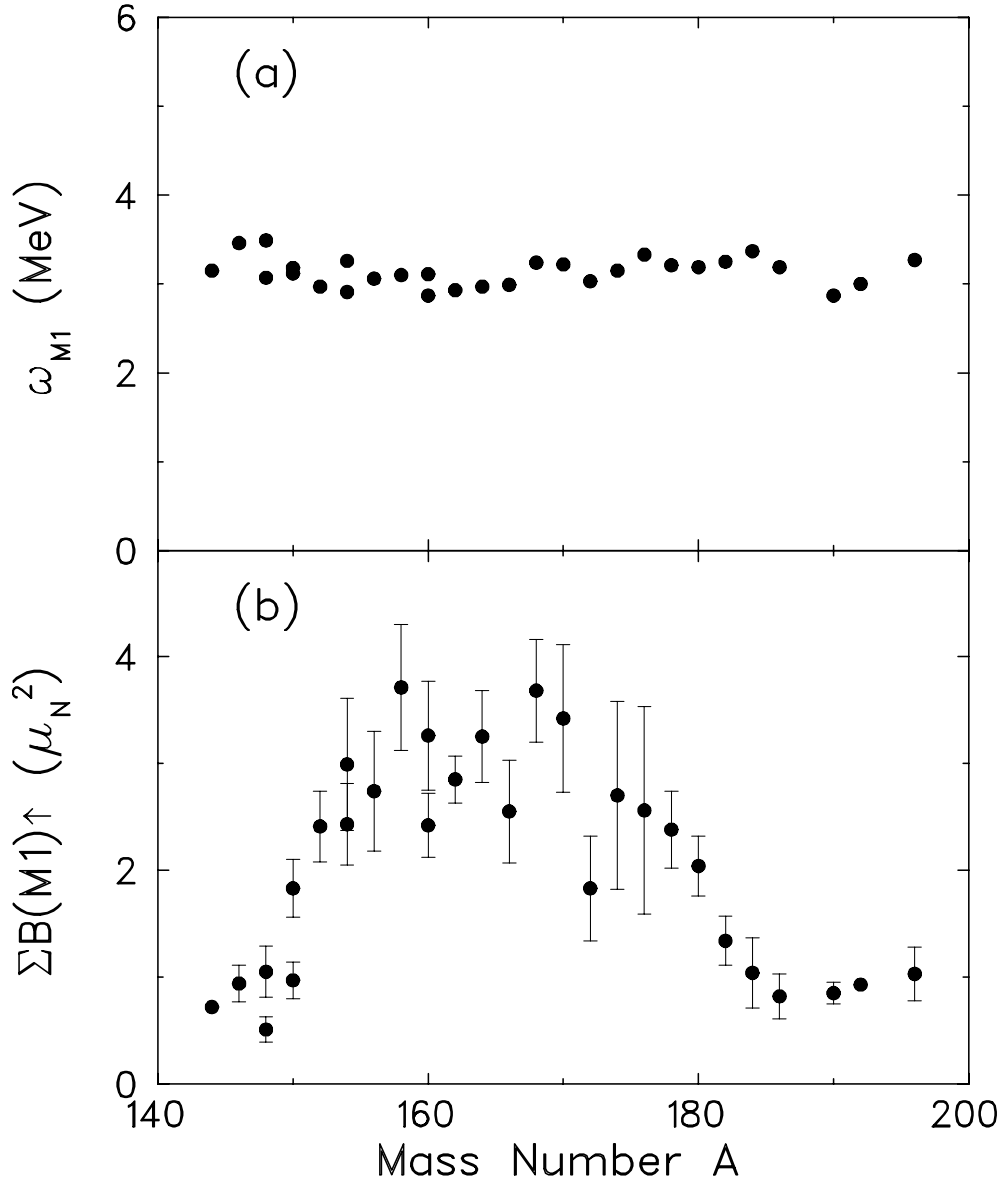


Abb. 7.1: Mittlere experimentelle Anregungsenergie und Summenstärke der Scissors Mode in der ($N = 82-126$)-Neutronenhauptschale. In Teilbild (a) ist die mittlere Anregungsenergie ω_{M1} , in Teilbild (b) die summierte Anregungsstärke $\Sigma B(M1)$ aufgetragen.

$N = 82$ zu und sättigt für wohldeformierte Kerne bei ca. $3 \mu_N^2$. Im Übergangsbereich zu den γ -weichen Kernen fällt die Stärke wieder ab. Dieses Verhalten wird in seiner Tendenz von mikroskopischen Modellbetrachtungen wiedergegeben. Ein phänomenologischer Summenregelzugang [36] ist in der Lage, das Verhalten gut zu reproduzieren, wobei die mittlere Anregungsenergie vorgegeben werden muß.

7.2 Summenregelzugang

Im folgenden wird versucht, für eine möglichst große Zahl von Kernen eine systematische Beschreibung für die mittlere Anregungsenergie und Summenstärke der Scissors Mode zu formulieren. Dazu wird, wie schon in [36, 219] entwickelt, ein Summenregelansatz verwendet. Dieser wurde bereits vor dem ersten experimentellen Nachweis der Scissors Mode von Lipparini und Stringari für eine isovektorielle M1-Bahnmode diskutiert [243]. Schon in [219] wurde darauf hingewiesen, daß mit dem Summenregelzugang von [243] ein Formfaktorverlauf für die Scissors Mode erhalten werden kann, der mit dem des TRM nahezu identisch ist.

Summenregeln gestatten auf der Basis von Kommutatorrelationen weitgehend modellunabhängige Aussagen über die Eigenschaften einer bestimmten Klasse von Anregungen unter Berücksichtigung der Anregungsenergien. Die Übergangsstärken B_i zu einem bestimmten Übergangsoperator $\mathcal{M}(\sigma\lambda)$ aus dem Grundzustand heraus werden mit der Anregungsenergie ω zu einer Potenz j gewichtet addiert, um die Summenregeln zu erhalten

$$S_j [\mathcal{M}(\sigma\lambda)] = \sum_i B_i(\sigma\lambda) \omega_i^j. \quad (7.4)$$

Sind die Struktur des Hamiltonoperators \mathcal{H} und des Übergangsoperators \mathcal{M} bekannt, so lassen sich z. B. S_{+1} und S_{-1} wie folgt allgemein bestimmen

$$S_{+1}(\mathcal{M}) = \frac{1}{2} \langle 0 | [\mathcal{M}, [\mathcal{H}, \mathcal{M}]] | 0 \rangle \quad (7.5)$$

$$S_{-1}(\mathcal{M}) = \frac{1}{2} \langle 0 | [[\mathcal{X}^\dagger, \mathcal{H}], \mathcal{X}] | 0 \rangle, \quad (7.6)$$

wobei der Operator \mathcal{X} Lösung der Gleichung

$$[\mathcal{H}, \mathcal{X}] = \mathcal{M} \quad (7.7)$$

ist.

Die Kombination der Summenregeln (7.5) und (7.6) gestattet nun die Extraktion der mittleren Anregungsenergie und der Summenstärke z. B. aus den linear energiegewichteten bzw. invers energiegewichteten Momenten der Stärkeverteilung

$$\omega = \sqrt{\frac{S_{+1}}{S_{-1}}} \quad (7.8)$$

bzw.

$$\sum_i B_i(\sigma\lambda) = \sqrt{S_{+1}S_{-1}}. \quad (7.9)$$

Ferner kann durch weitere Differenz- und Verhältnisbildung ein Maß für die Breite der untersuchten Struktur, d. h. auch eine quantitative Abschätzung ihrer Fragmentation erhalten werden. Nach [244] eignet sich hierzu z. B. die Größe

$$F_{1,0,-1} = \frac{S_{+1}}{S_0} - \frac{S_0}{S_{-1}}, \quad (7.10)$$

die im Falle einer Lorentzform der Stärkeverteilung direkt mit deren Breite korreliert ist und damit Information über die ‘Spreizung’ (engl. spreading width) der Stärke enthält.

Das von Lipparini und Stringari in [243] auf einen Hamiltonoperator vom Skyrme-Typ angewandte Bild einer isovektoriellen Rotation legt den Übergangsoperator fest

$$\mathcal{M}(\text{M1}_{\text{Sc.}}) \propto \sum_i \mathcal{J}_i^x \hat{\tau}_i^3, \quad (7.11)$$

in den der Drehimpulsoperator senkrecht zur Symmetrieachse des Kerns \mathcal{J}^x und die Iso-spinprojektion $\hat{\tau}^3$ eingehen. Es zeigt sich, daß die invers energiegewichtete Summenregel dabei auf einen Trägheitsterm zurückgeführt werden kann, der einem Trägheitsmoment Θ_{M1} entspricht. Die linear mit der Energie gewichtete Stärkefunktion hingegen ist korreliert mit der Rückstellkraft, die die gegenphasige Bewegung der deformierten Proton- und Neutronkörper induziert. Diese hat direkten Bezug zur Anregungsenergie der IVGDR.

Damit folgt für die linear und die invers energiegewichteten Summenregeln der Scissors Mode [243]

$$S_{+1} = \omega_{\text{M1}} B(\text{M1}) = \frac{3}{20\pi} r_0^2 A^{5/3} \delta^2 \omega_D^2 m_N (g_p - g_n)^2 \quad [\mu_N^2 \text{ MeV}] \quad (7.12)$$

bzw.

$$S_{-1} = \frac{B(\text{M1})}{\omega_{\text{M1}}} = \frac{3}{16\pi} \Theta_{\text{M1}} (g_p - g_n)^2 \quad [\mu_N^2 \text{ MeV}^{-1}]. \quad (7.13)$$

Hierbei bezeichnet $r_0 = 1.15 \text{ fm}$ die Kernradiuskonstante nach dem Tröpfchenmodell, A die Massenzahl, δ den Deformationsparameter und ω_D die Anregungsenergie der IVGDR im untersuchten Kern. Als weitere Größen gehen die Nukleonenmasse m_N und die g -Faktoren der deformierten Proton- bzw. Neutron-Valenznukleonenkörper g_p und g_n ein. Schließlich tritt der Trägheitsparameter Θ_{M1} auf, der von der isovektoriellen Rotation herrührt.

Bei der Betrachtung von S_{-1} fällt auf, daß die wesentlichen Beiträge hierzu die niedrigliegende Stärke liefert. Hingegen wird die S_{+1} dominiert von Beiträgen bei hohen Anregungsenergien. Dies ist insbesondere dann von Bedeutung, wenn man die Vorhersagen von mikroskopischen Modellrechnungen berücksichtigt, nach denen ein Teil der isovektoriellen M1-Stärke bei hohen Energien von über 20 MeV zu erwarten ist [209]. Die hochliegende Stärke ist bisher nicht experimentell zugänglich, aber bereits im Ausdruck der Summenregel enthalten. Hierauf wird näher in Kap. 7.4 eingegangen.

7.3 Physikalische Parameter

Während ein Teil der in den Gln. (7.12) und (7.13) auftretenden Größen für den jeweils zu betrachtenden Kern fixiert sind (wie z.B. der Deformationsparameter δ), sind für $(g_p - g_n)$ und Θ_{M1} die Werte a priori nicht bekannt. Diese Größen sollen im folgenden als Parameter bezeichnet werden. Die Summenregel S_{-1} ist gut geeignet, die Parameter aus den experimentellen Daten zu extrahieren, was allerdings nicht unabhängig voneinander möglich ist, da die Größen des Magnetisierungs- und Massenflusses (g und Θ) als Produkt eingehen. Unter Vorgabe eines Parameters kann der jeweils andere bestimmt und mit typischen Vergleichsgrößen anderer Kernanregungen verglichen werden.

In einem ersten Schritt soll das isovektorielle Trägheitsmoment Θ_{M1} aus den experimentellen Daten der Scissors Mode bestimmt werden, wobei für die g -Faktoren der Wert aus einer homogenen Verteilung der Magnetisierung genommen wird. Für die isoskalare Rotation des Kerns erwartet man [2]

$$g_{\text{rot}} = \frac{1}{2}(g_p + g_n) = \frac{\mu(J)}{J}, \quad (7.14)$$

wobei $\mu(J)$ das magnetische Moment des Rotationszustands mit Drehimpuls J bezeichnet. Nimmt man an, daß die Neutronen nur wenig über ihren Konvektionsstrom zur Magnetisierung beitragen ($g_n \approx 0$), folgt

$$g_p \approx 2 g_{\text{rot}} = \frac{2\mu(J)}{J}. \quad (7.15)$$

Die homogene Verteilung der Magnetisierung [2] führt auf einen g -Faktor von $g_{\text{rot}} \approx Z/A$, so daß

$$g_{\text{rel}} := g_p - g_n \approx g_p \approx 2 g_{\text{rot}} = \frac{2\mu(J)}{J} \approx \frac{2Z}{A} \quad (7.16)$$

näherungsweise gültig ist. Mit dieser Annahme kann nun Θ_{M1} aus den experimentellen Daten (Anregungsenergien und Stärken) mit Hilfe von Gl. (7.13) bestimmt werden.

Abbildung 7.2 zeigt Θ_{M1} (Kreise), das Trägheitsmoment der Grundzustandsbande $\Theta_{\text{gsb}} = J(J+1)/(2\omega_J) \approx 3\hbar^2/\omega_{E2}$ (Quadrate) sowie das Trägheitsmoment eines starren Körpers (durchgezogene Linie) und eines superfluiden Tropfens (gestrichelt) in Abhängigkeit von der Massenzahl. Hierbei ist ω_{E2} die Anregungsenergie des ersten 2^+ -Zustands der Rotationsbande. Für das Trägheitsmoment des starren Körpers wurde $\Theta_{\text{rig}} = 2/5 MR^2$ verwendet, wobei $M \approx m_N A$ die Kernmasse und $R \approx r_0 A^{1/3}$ den Kernradius symbolisieren. Der Einfluß der Deformation auf das Trägheitsmoment eines starr rotierenden Körpers macht weniger als 10% aus und wurde daher vernachlässigt. Das Trägheitsmoment eines superfluiden Tropfens $\Theta_{\text{liq}} \approx \delta^2 \Theta_{\text{rig}}$ wurde ebenso wie Θ_{rig} in Abb. 7.2 der Übersichtlichkeit halber kontinuierlich dargestellt.

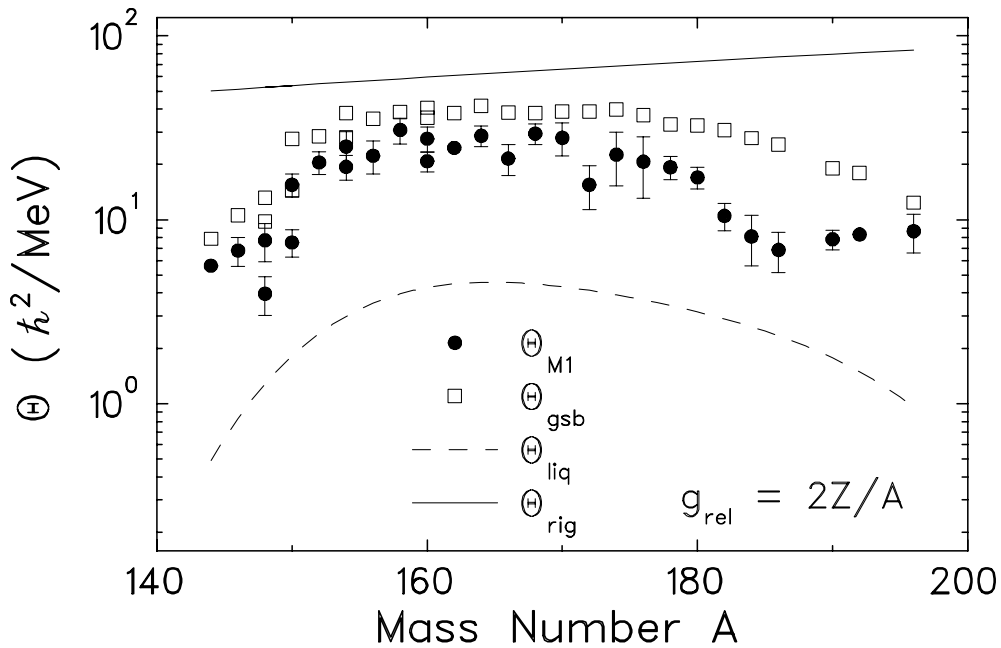


Abb. 7.2: Trägheitsmomente in Abhängigkeit von der Massenzahl für Kerne der ($N = 82 - 126$)–Neutronenhauptschale. Dargestellt sind die isovektoriellen M1–Trägheitsmomente (ausgefüllte Kreise), die aus der invers energiegewichteten Summenregel (7.13) mit $g_{rel} = 2Z/A$ bestimmt wurden, und die Trägheitsmomente der Grundzustandsbande (Quadrate), von starren Rotoren (durchgezogene Linie) und superfluiden Tropfen (gestrichelt, grober Verlauf geglättet dargestellt).

Wie aus der Literatur bekannt [2] liegen die Trägheitsmomente der Grundzustandsbande unterhalb der Werte für den starren Körper, da nicht alle Nukleonen zur Rotation beitragen. In einem kollektiven Bild kann dies durch ‘Cranking’ in einem mikroskopischen Bild durch Paarkorrelationen beschrieben werden [3]; es ist ein deutliches Anzeichen für Superfluidität im Atomkern. Dennoch liegen die experimentellen Werte über denen für das reine Superfluid. Das isovektorielle M1–Trägheitsmoment folgt zunächst im wesentlichen dem Trend, der durch Θ_{gsb} vorgegeben wird, weicht dann aber bei höheren Massenzahlen davon ab. Die experimentell extrahierten Werte für das M1–Trägheitsmoment sind mit denen verträglich, die im Rahmen der Bestimmung der Rückstellkraft der Scissors Mode durch eine mikroskopische Rechnung für ausgewählte Kerne erzielt wurden [245].

Die bisherige Annahme $g_{rel} = 2Z/A$ bzw. $g_{rot} = Z/A$ beschreibt jedoch die magnetischen Momente der Niveaus der Grundzustandsrotationsbande nur ungenau. Die experimentellen Werte sind nahezu durchweg kleiner [246]. Nimmt man an, daß dies in gleicher Weise für den g –Faktor der Scissors Mode zutrifft, so sind die in Abb. 7.2 dargestellten Werte zu klein. Eine Korrektur des g –Faktors führt dazu, daß das M1–Trägheitsmoment dann näherungsweise mit dem der Grundzustandsbande übereinstimmt. Dies motiviert den zweiten Schritt der Analyse der physikalischen Parameter: Zunächst werden die g –Faktoren aus

S_{-1} mit der Annahme $\Theta_{M1} = \Theta_{gsb}$ bestimmt, anschließend werden die Trägheitsmomente der Scissors Mode mit Hilfe der experimentellen Daten für die g -Faktoren extrahiert.

Teilbild (a) von Abb. 7.3 zeigt die g -Faktoren der Scissors Mode (ausgefüllte Kreise) im Vergleich mit der Annahme $g_{rel} \approx 2Z/A$ (gestrichelte Linie) und den experimentellen Werten [246] für die Grundzustandsbande (Quadrate). Dabei ist zu beachten, daß entsprechend der Definition in Gl. (7.16) die Beziehung $g_{rel} \approx 2g_{rot} \approx 2g(2_1^+)$ gilt. Im Rahmen einer Streuung von ca. 10% kann eine Übereinstimmung zwischen den Datensätzen festgestellt werden. Dabei muß betont werden, daß die g -Faktoren der Grundzustandsbanden über diesen weiten Massenbereich mit einer Vielzahl unterschiedlicher experimenteller Methoden gewonnen wurden, wohingegen alle für die Scissors Mode bestimmten gyromagnetischen Verhältnisse aus KRF-Experimenten bzw. für ^{154}Gd aus einem (e,e')-Experiment stammen. Die Übereinstimmung zwischen den Eigenschaften der Grundzustandsbande und der Scissors Mode ist ähnlich gut, wenn die Θ_{M1} mit Hilfe der g -Faktoren von Ref. [246] bestimmt werden. Dies zeigt Abb. 7.3 (b). Bis auf wenige Ausnahmen in den Übergangsbereichen sind die Resultate im Rahmen der Fehler verträglich.

Es kann deshalb geschlossen werden, daß im Rahmen der experimentellen Ungenauigkeiten von ca. 10% die Trägheitsmomente und g -Faktoren von Scissors Mode und Grundzustandsrotationsbande übereinstimmen. Für isovektorielle Moden ist es gebräuchlich, einen Korrekturterm $4ZN/A^2$ zum Trägheitsmoment einzuführen (vgl. z.B. Ref. [36]). Dieser Faktor liegt jedoch nahe bei Eins für alle Kerne des untersuchten Massenbereichs und stellt eine weitere A-priori-Annahme dar, die aus der Veranschaulichung der Bewegung des Kerns als einer starren Rotation seiner Konstituenten stammt. Da die Korrekturen von maximal 4% im Rahmen der Fehler vernachlässigbar sind, wurde auf diesen Faktor verzichtet.

7.4 Anregungsenergie und Summenstärke

Mit der Feststellung, daß die Parameter der Scissors Mode aus den Gln. (7.12) und (7.13) gut mit den experimentellen Befunden für die Grundzustandsbande übereinstimmen, sind in diesen Beziehungen nun alle Größen fixiert. Somit kann mit Hilfe der Summenregeln erstmals sowohl die mittlere Anregungsenergie nach Gl. (7.8) als auch die Summenstärke der Scissors Mode nach Gl. (7.9) ohne freie Parameter vorhergesagt werden.

7.4.1 Berücksichtigung hochliegender M1-Stärke

Für die Berechnung von Größen, in welche die energiegewichtete Summenregel S_{+1} eingeht, ist es wichtig, den erwarteten Beitrag der hochliegenden ($K = 1$)-Komponente der IVGQR zur Gesamtstärke zu kennen. Die Vorgehensweise wurde bereits von Lipparini

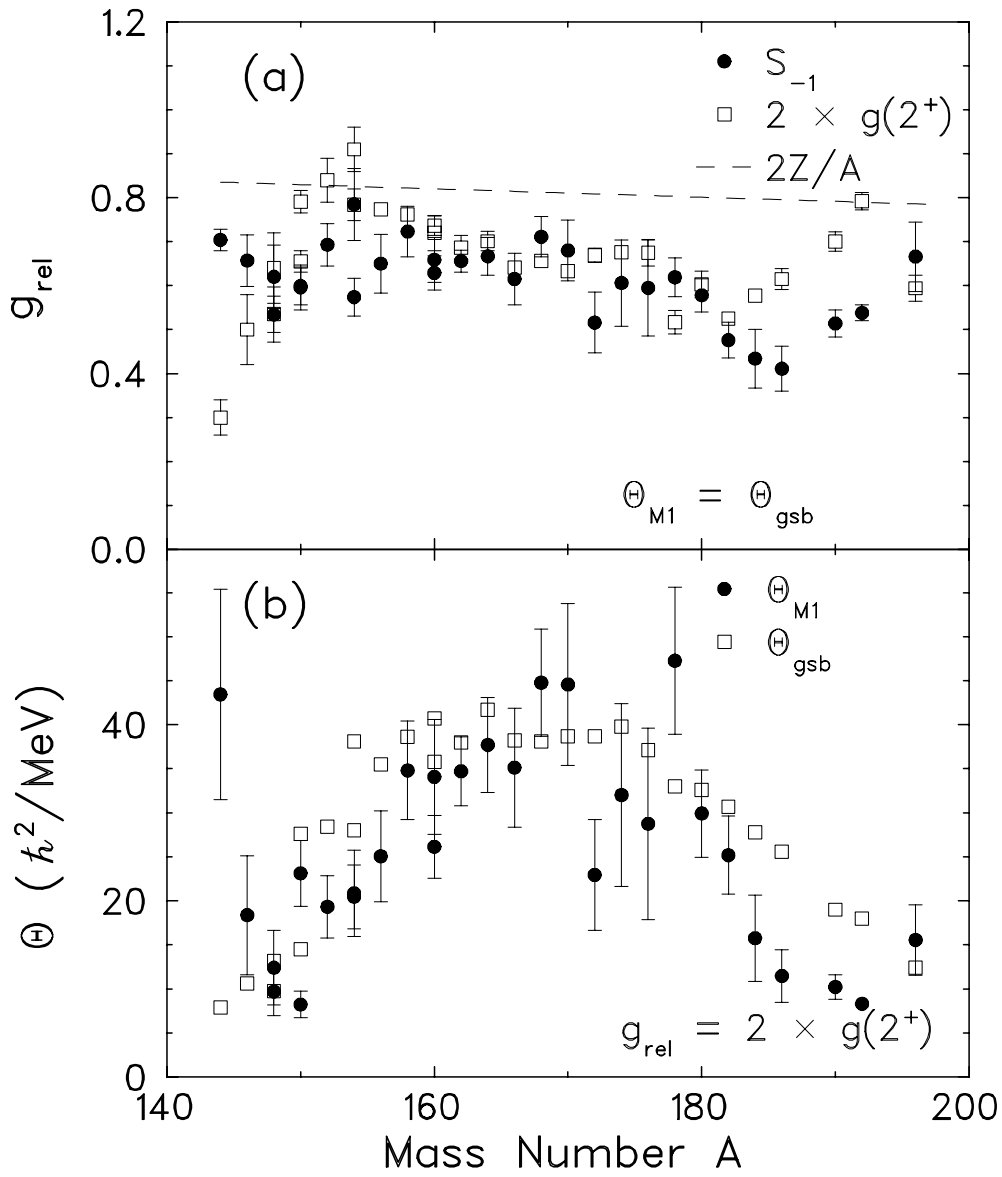


Abb. 7.3: Relativer g -Faktor und Trägheitsmoment der Scissors Mode im Vergleich zu den Werten der Grundzustandsbande. Teilbild (a): Relativer g -Faktor aus der Summenregel unter Verwendung von $\Theta_{M1} = \Theta_{\text{gsb}}$ (gefüllte Kreise) und die Literaturwerte (Quadrate) für die Grundzustandsbande aus Ref. [246] im Vergleich zur homogenen Magnetisierungsverteilung mit $2Z/A$. Teilbild (b): Vergleich von isovektoriellen (gefüllte Kreise) und isoskalaren (Quadrate) Trägheitsmomenten. Die Werte für Θ_{M1} wurden aus der Summenregel Gl. (7.13) mit $g_{\text{rel}} = 2g(2_1^+)$ bestimmt.

und Stringari [243] beschrieben. Der Übergangoperator $\mathcal{M}(\text{M1}_{\text{Sc.}})$ wird in einen isovektoriellen Rotationsterm und einen Beitrag der IVGQR aufgeteilt

$$\mathcal{M}(\text{M1}_{\text{Sc.}}) \propto \sum_i \mathcal{J}_i^x \hat{\tau}_i^3 + \alpha \sum_i (\hat{y}_i \hat{p}_i^z + \hat{z}_i \hat{p}_i^y) \hat{\tau}_i^3, \quad (7.17)$$

wobei die Orte und Impulse der Nukleonen durch die Operatoren \hat{y} , \hat{z} , \hat{p}^y , \hat{p}^z dargestellt werden. Dieser zusätzliche Term muß vor allem in der energiegewichteten Summenregel berücksichtigt, kann dafür aber in der Bestimmung von S_{-1} vernachlässigt werden. In der Berechnung von S_{+1} treten weitere Kommutatorrelationen auf [243]. Diese können auf eine Summenregel für die isoskalare Quadrupolriesenresonanz (ISGQR) und darüber hinaus auf die Anregungsenergie ω_Q der ISGQR zurückgeführt werden [247]. Man erhält in Abhängigkeit vom Beitrag α der IVGQR zur isovektoriellen Rotation für S_{+1} den Ausdruck

$$S_{+1} = \frac{3}{20\pi} r_0^2 A^{5/3} \omega_D^2 m_N (g_p - g_n)^2 \left[\delta^2 - 2\alpha\delta + \alpha^2 \left(1 + \frac{\omega_Q^2}{2\omega_D^2} \right) \right]. \quad (7.18)$$

Die tiefliegende Bahnstärke erhält man durch Wahl von α zu

$$\alpha = \frac{\delta}{1 + \frac{\omega_Q^2}{2\omega_D^2}}, \quad (7.19)$$

so daß S_{+1} und deshalb auch $\omega_{\text{M1}} = \sqrt{S_{+1}/S_{-1}}$ minimal wird. Für die energiegewichtete Summenregel folgt

$$S_{+1} = \frac{3}{20\pi} r_0^2 A^{5/3} \omega_D^2 m_N (g_p - g_n)^2 \delta^2 \frac{\omega_Q^2}{\omega_Q^2 + 2\omega_D^2}. \quad (7.20)$$

Diese Beziehung entspricht Gl. (7.12) bis auf den zusätzlichen Faktor

$$(1 - \xi) := \frac{\omega_Q^2}{\omega_Q^2 + 2\omega_D^2}. \quad (7.21)$$

7.4.2 Anregungsenergie

Aus den Gln. (7.8), (7.13) und (7.20) konnte nun die mittlere Anregungsenergie der Scissors Mode bestimmt werden

$$\begin{aligned} \omega_{\text{M1}} &= \sqrt{\frac{S_{+1}}{S_{-1}}} = \sqrt{\frac{4 r_0^2 A^{5/3} \omega_D^2 m_N \delta^2 (1 - \xi)}{5 \Theta_{\text{M1}}}} \\ &= \frac{2}{\sqrt{15}} r_0 A^{5/6} \omega_D \sqrt{m_N} \delta \sqrt{\omega_{\text{E2}}} \sqrt{1 - \xi}. \end{aligned} \quad (7.22)$$

Zur numerischen Berechnung dieser Vorhersage wurde eine geeignete Parametrisierung von ω_D und ω_Q benötigt. Dazu mußte berücksichtigt werden, daß sich die Summenregeln, die die isovektorielle Rotation bzw. die Quadrupolvibration mit ω_D und ω_Q in Beziehung setzen, auf die ($K = 0$)–Komponenten der IVGDR und ISGQR beziehen. Es war daher zweckmäßig, die folgende Parametrisierung zu wählen

$$\omega_D \approx (31.2 A^{-1/3} + 20.6 A^{-1/6}) (1 - 0.61 \delta) \text{ MeV}, \quad (7.23)$$

$$\omega_Q \approx 64.7 A^{-1/3} (1 - 0.3 \delta) \text{ MeV}. \quad (7.24)$$

Die Massensystematik der IVGDR wurde Ref. [6], die der ISGQR Ref. [248] entnommen, und die deformationsabhängige Energieverschiebung der ($K = 0$)–Komponente wurde entsprechend Ref. [249] berücksichtigt.

Abbildung 7.4 zeigt die aus den Experimenten extrahierten mittleren Anregungsenergien für die Kerne der ($N = 82 - 126$)–Neutronenhauptschale als ausgefüllte Kreise im Vergleich mit Werten, die nach Gl. (7.22) ermittelt wurden (Dreiecke). Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung, die im Mittel über diesen Massenbereich nur um ca. 5% vom experimentellen Wert abweicht. Insbesondere wird die Deformationsunabhängigkeit der mittleren Anregungsenergie gut wiedergegeben. Durch Verwendung der Trägheitsmomente der Grundzustandsrotationsbande und der experimentellen g –Faktoren sind bereits alle Einflüsse von Paarkorrelationen enthalten, die in schematischen Betrachtungen erst durch Modellannahmen oder Anpassung an Datensätze berücksichtigt werden müssen.

Die Deformationsunabhängigkeit der Anregungsenergie wird besonders dann deutlich, wenn berücksichtigt wird, daß das Trägheitsmoment der Grundzustandsbande etwa proportional [2] zum Trägheitsmoment eines superfluiden Tropfens ist¹. Die Anregungsenergie des 2_1^+ –Zustands ω_{E2} kann daher durch den Deformationsparameter ausgedrückt werden

$$\omega_{E2} \approx \frac{15 (\hbar c)^2}{2 \Upsilon \delta^2 m_N r_0^2 A^{5/3}}. \quad (7.25)$$

Hierbei bezeichnet Υ den Proportionalitätsfaktor mit $\Theta_{\text{gsb}} \approx \Upsilon \cdot \Theta_{\text{liq}}$. Der Wert für Υ streut etwa zwischen 8 und 11 mit einem Mittelwert bei $\Upsilon = 9.3$. Damit folgt unmittelbar für Gl. (7.22), daß die Anregungsenergie der Scissors Mode direkt mit der Anregungsenergie der IVGDR skaliert und bis auf die implizite Verknüpfung über $(1 - \xi)$ nach Gl. (7.21) von der Deformation unabhängig ist

$$\omega_{M1} \approx \sqrt{\frac{2}{\Upsilon} (1 - \xi)} \cdot \omega_D. \quad (7.26)$$

Die hervorragende Übereinstimmung dieser Beziehung mit den experimentellen Daten zeigt die gestrichelte Linie in Abb. 7.4.

¹Betrachtet man den Proportionalitätsfaktor über einen weiten Massenbereich, so zeigt sich eine leichte Massenabhängigkeit ($\propto A^{-1/3}$), die hier aber vernachlässigt wird.

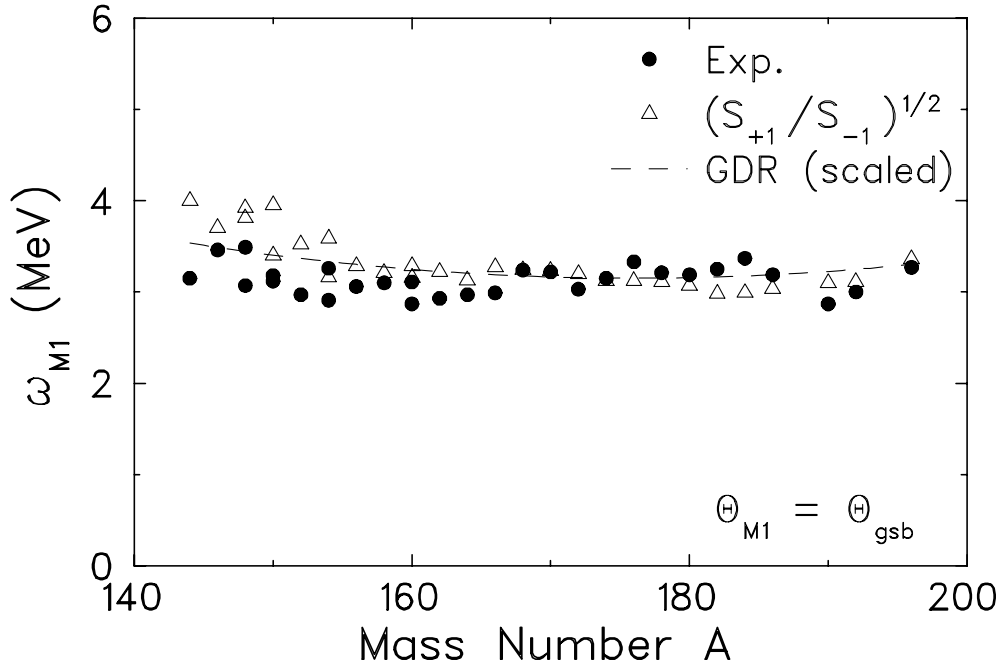


Abb. 7.4: Mittlere Anregungsenergie der Scissors Mode: Vergleich der experimentellen Werte (ausgefüllte Kreise) mit den Vorhersagen der Summenregelanalyse (offene Dreiecke). Die Deformationsabhängigkeit des Trägheitsmoments der Grundzustandsbande führt auf eine Anregungsenergie der Scissors Mode, die proportional zur Anregungsenergie der IVGDR ist. Dies zeigt die gestrichelte Linie in guter Übereinstimmung mit den Daten.

7.4.3 Anregungsstärke

Analog zur Vorgehensweise für die Anregungsenergie konnte die summierte Anregungsstärke der (niedrigliegenden) Scissors Mode extrahiert werden

$$\begin{aligned}
 \sum B(M1) &= \sqrt{S_{+1} \cdot S_{-1}} = \sqrt{\frac{9}{320\pi} r_0^2 A^{5/3} \delta^2 m_N \Theta_{M1} g_{\text{rel}}^4 (1 - \xi)}, \\
 &= \frac{3}{4\pi} \sqrt{\frac{3}{20}} r_0 A^{5/6} \omega_D \sqrt{m_N} \sqrt{\frac{1 - \xi}{\omega_{E2}}} \delta g_{\text{rel}}^2.
 \end{aligned} \tag{7.27}$$

Die hieraus ermittelten Summenstärken sind als offene Dreiecke in Abb. 7.5 im Vergleich zu den experimentellen Resultaten (ausgefüllte Kreise) gezeigt. Man erkennt eine gute allgemeine Übereinstimmung; Abweichungen treten im Bereich kleinerer Deformationen auf. In Anbetracht der Tatsache, daß die experimentellen Ergebnisse über ein fixes Anregungsenergieintervall und für alle Zustände mit $K = 1$ gewonnen wurden, sollten diese Differenzen nicht überbewertet werden. Im Mittel wird über den untersuchten Massenbereich etwa 15% mehr Stärke erwartet als im Experiment nachgewiesen werden konnte.

Aus dem Zusammenhang zwischen ω_{E2} und dem Deformationsparameter aus Gl. (7.25),

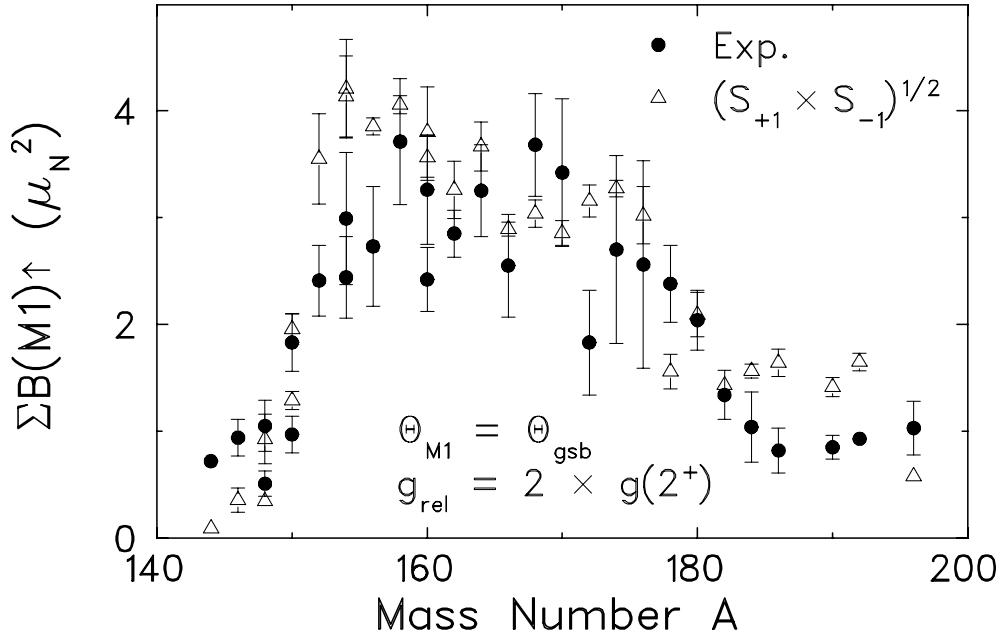


Abb. 7.5: Summenstärke der Scissors Mode: Vergleich der experimentellen Werte (ausgefüllte Punkte) mit den Vorhersagen der Summenregelanalyse (offene Dreiecke).

erhält man die bereits von Ziegler *et al.* [34] aus dem Experiment etablierte quadratische Abhängigkeit der M1-Summenstärke von der Kerndeformation

$$\sum B(M1) = \frac{3}{4\pi} \sqrt{\frac{\Upsilon}{50}} r_0^2 A^{5/3} \omega_D m_N \sqrt{1-\xi} g_{\text{rel}}^2 \delta^2. \quad (7.28)$$

Da die Energie der IVGDR grob mit $A^{-1/3}$ skaliert, sollte die Stärke der Scissors Mode proportional zu $A^{4/3}$ zunehmen. Bei geringer Variation der Kernmasse wie z. B. über benachbarte Isotopenketten kann diese Abhängigkeit praktisch nicht beobachtet werden.

Da die Deformation eines Kerns mit der Anregungsstärke des 2_1^+ -Zustands verknüpft ist, die entweder in Einheiten von ($e^2 \text{ fm}^4$) oder in Einteilchenstärken [1], den sog. Weißkopf-Einheiten (W. u.) ausgedrückt werden kann

$$\delta^2 \approx \frac{5\pi}{Z^2} \frac{B(E2) \uparrow [e^2 \text{ fm}^4]}{e^2 r_0^4 A^{4/3}} \quad (7.29)$$

$$\approx \frac{9}{100} \frac{1}{Z^2} B(E2) [\text{W. u.}], \quad (7.30)$$

findet sich eine Korrelation der Stärke der Scissors Mode mit der Anregung des 2_1^+ -Niveaus. Genauer findet man aus dem Summenregelzugang die Beziehung

$$\sum B(M1) [\text{W. u.}] \approx \frac{81}{400\pi} \sqrt{\frac{\Upsilon}{50}} r_0^2 A^{5/3} \omega_D m_N \sqrt{1-\xi} g_{\text{rel}}^2 \frac{B(E2) [\text{W. u.}]}{Z^2}, \quad (7.31)$$

wobei hier die Stärke der Scissors Mode und der Kernrotation in Einteilcheneinheiten angegeben wurden. Aus der Mittelwertbildung über den hier untersuchten Massenbereich findet man

$$\sum B(M1) [\text{W. u.}] \approx 12 B(E2) [\text{W. u.}], \quad (7.32)$$

in Übereinstimmung mit $\sum B(M1) \approx 10.6 B(E2)$ aus einer Anpassung an die Daten [207], die auch für den hier vorgestellten Datensatz reproduziert werden konnte.

7.4.4 Hochliegende Bahn-M1-Stärke

In den vorausgegangenen Abschnitten wurde die hochliegende Bahn-M1-Stärke, die als $(K = 1)$ -Komponente der IVGQR in deformierten Kernen erwartet wird, explizit durch Einführung des Faktors $(1 - \xi)$ von den gemessenen Scherenmodenzuständen bei ca. 3 MeV entkoppelt. Diese Skalierung kann im Rahmen eines Zweizustandsmodells zur Abschätzung der hochliegenden Stärke der Scissors Mode dienen. Bezeichnen ω_l, ω_h und B_l, B_h die mittleren Anregungsenergien und Stärken der niedrig- bzw. hochliegenden Scherenmode, so ist es sinnvoll anzunehmen, daß die hochliegende Stärke die energiegewichtete, die niedrigliegende Stärke die invers energiegewichtete Summenregel dominiert

$$S_{+1} \approx B_h \omega_h \quad \text{und} \quad S_{-1} \approx \frac{B_l}{\omega_l}. \quad (7.33)$$

Damit läßt sich Gl. (7.22) wie folgt schreiben

$$\omega_l \approx \sqrt{\frac{B_h}{B_l} \omega_h \omega_l (1 - \xi)}, \quad (7.34)$$

so daß zwischen der hoch- und der tiefliegenden M1-Stärke die Relation

$$B_h \omega_h \approx \frac{1}{1 - \xi} B_l \omega_l \quad (7.35)$$

gilt. Das Verhältnis der energiegewichteten hoch- bzw. tiefliegenden Stärke beträgt damit im Mittel über den betrachteten Massenbereich etwa 4:1 (siehe auch [38]). Unter Verwendung von Gl. (7.26), die die $0\hbar\omega$ -Stärke mit der Energie der IVGDR in Beziehung setzt, kann die hochliegende Stärke B_h aus

$$B_h \approx B_l \sqrt{\frac{2}{\Upsilon(1 - \xi)}} \frac{\omega_D}{\omega_h} \quad (7.36)$$

abgeschätzt werden. Mit B_l aus Gl. (7.28) folgt als Vorhersage für die hochliegende Stärke

$$B_h \approx \frac{3}{20\pi} r_0^2 A^{5/3} m_N \frac{\omega_D^2}{\omega_h} \delta^2 g_{\text{rel}}^2. \quad (7.37)$$

Die Anregungsenergie der ($K = 1$)–Komponente der IVGQR wurde über die Beziehung $\omega_h \approx 130 A^{-1/3}$ MeV abgeschätzt [248].

Die nach dieser Voraussage bei ca. 25 MeV Anregungsenergie erwartete Stärke der Scissors Mode ähnelt den experimentellen Befunden für die niedrigliegende Mode. Die Deformationsabhängigkeit ist aufgrund des stärkeren Einflusses der (auch von δ abhängigen) Anregungsenergie der IVGDR etwas schwächer als für die $0\hbar\omega$ –Anregungen. Für wohldeformierte Kerne läßt sich mit dem einfachen Zweizustandsmodell eine hochliegende Summenstärke von ca. $2 \mu_N^2$ vorhersagen. Dies ist etwa halb so viel, wie im Rahmen einer schematischen RPA–Analyse von Ref. [209] abgeschätzt wurde, wobei anzumerken ist, daß dort die tiefliegende Stärke im gleichen Verhältnis überschätzt wird. Aus den ersten experimentellen Hinweisen auf die IVGQR in einem deformierten Atomkern in der Protonenstreuung [222] wurde auf der Basis der schematischen RPA von Ref. [209] eine hochliegende Scherenmodenstärke von $B_h \approx 3.5(6) \mu_N^2$ im Kern ^{154}Sm extrahiert, was etwa dem Doppelten des von der Summenregel erwarteten Werts entspricht (siehe auch [250]). Andere mikroskopische Modellbetrachtungen (z. B. [210, 211, 251]) erwarten vergleichbare Anregungsstärken.

7.5 Schlußfolgerung und Ergänzungen

Mit dem in diesem Kapitel vorgestellten Summenregelzugang kann die niedrigliegende Bahn–M1–Stärke in schweren Kernen gerader Massenzahl parameterfrei beschrieben werden. Für die Aktinidenkerne [202, 203] ist die Qualität der Vorhersagen für mittlere Anregungsenergie und Summenstärke mit denen der ($N = 82 - 126$)–Neutronenschale vergleichbar.

Hinweise auf vergleichbare Bahn–M1–Anregungen konnten auch in anderen Massenregionen gefunden werden, so z. B. in den Kernen $^{46,48}\text{Ti}$ und ^{50}Cr der $0f1p$ –Schale [148, 195, 201, 252, 253]. Für diese Kerne muß aber ein deutlich größerer Spin–Beitrag zur magnetischen Bahnstärke berücksichtigt werden, als dies in schweren Kernen der Fall ist. Außerdem existieren Hinweise auf Scherenmoden–Zustände in Kernen der ($N = 50 - 82$)–Neutronenhauptschale, nämlich in ^{94}Mo [254], $^{112,114}\text{Cd}$ [255, 256], $^{122,124,126,130}\text{Te}$ [145, 146, 257] und ^{134}Ba [200]. Leider ist in vielen Fällen hier eine eindeutige Paritätsbestimmung nicht möglich, da die Identifikation über die K –Quantenzahl wegen der schwachen Deformation dieser Kerne nicht möglich ist. Experimente zur Bestimmung der Spin–M1–Stärke liegen zudem für diese Massenregion im betrachteten Energiebereich nicht vor. Insbesondere zur Überprüfung der Massen- und Deformationsabhängigkeit der abgeleiteten Beziehungen wären detaillierte experimentelle Studien hilfreich.

Aus den Summenregeln wird deutlich, daß die Anregungsenergie und Stärke der Scissors Mode nur von Kenngrößen kollektiver Anregungen abhängt, nämlich von den Energien der Dipol- und der Quadrupolriesenresonanz, der Deformation, dem magnetischen Moment

der Rotationsbande und der Massenzahl. Deshalb muß auch die Scherenmode als eine kollektive Kernanregung angesehen werden. Der häufig geäußerte Einwand, daß die Stärke der Scissors Mode selbst für wohldeformierte Kerne nur ca. eine W.u. beträgt, so daß nicht von einer kollektiven Bewegung des Kerns ausgegangen werden könne, berücksichtigt nicht, daß in die Definition der Weißkopf-Einheit die Spin- g -Faktoren eingehen. Unter Verwendung der kleineren Bahn- g -Faktoren haben Otsuka und Ginocchio bereits 1985 eine M1-Einteilchenstärke von ca. $0.1 \mu_N^2$ abgeschätzt [258].

Eine Erweiterung dieses Summenregelzugangs auf Kerne mit ungerader Massenzahl ist ebenfalls von großem Interesse. Für eine sorgfältige Analyse reicht aber zur Zeit der vorhandene Datensatz nicht aus. Zum einen gilt es, die intrinsischen Anteile der g -Faktoren und Trägheitsmomente aus den spektroskopischen Daten der Grundzustandsbande zu extrahieren. Zum anderen gestaltet sich die experimentelle Bestimmung der Summenregeln aus den KRF-Spektren sehr schwierig: Die Grobstruktur der Stärkeverteilung, die aus den in [41–44] vorgestellten Analysen folgt, berücksichtigt nicht lokale Stärkekumulationen, welche die Bestimmung der mittleren Anregungsenergie sowie der Summenregeln beeinflussen. Außerdem wurde bei der Durchführung der Fluktuationsanalyse die Rolle von Übergängen mit $R = 0$ in den geraden Nachbarkernen bislang ausgeklammert. Ferner deuten die im folgenden Kapitel vorgestellten statistischen Analysen an, daß einige in [41–44] gemachte Grundannahmen nicht direkt aus den Daten geschlossen werden können. Dies führt zwar nicht zu einer Änderung der grundsätzlichen Aussage, daß ein wesentlicher Teil der Dipolstärke im experimentellen Untergrund verborgen liegt, kann aber die Ergebnisse für die untersuchten Kerne im einzelnen verändern.

Die mit Hilfe der invers energiegewichteten Summenregel etablierte enge Verschränkung des isovektoriellen M1-Trägheitsmoments² mit dem der Grundzustandsrotationsbande gibt zusätzliche Aufschlüsse über die Eigenschaften des nuklearen Mediums. Guéry-Odelin und Stringari haben darauf hingewiesen, daß sich die Superfluidität eines Mediums durch eine monofrequente Scherschwingung manifestiert und daß sich das Konzept der Scissors Mode auf ein Bose-Einstein-Kondensat von Atomen in einer deformierten Falle übertragen läßt [261]. Dies konnte kürzlich erstmals experimentell nachgewiesen werden [262].

²Es ist wichtig darauf hinzuweisen, daß das Trägheitsmoment der Scissors Mode a priori nicht mit dem Trägheitsmoment der Rotationsbande mit $K^\pi = 1^+$ (deren Bandenkopf die Scissors Mode darstellt) identisch ist. Eine Analyse im IBM-2 deutet eine solche Beziehung allerdings an [259]. Die experimentellen Hinweise auf einen 2^+ -Zustand der Scherenmoden-Rotationsbande [260] reichen aber für eine abschließende Beurteilung dieser Frage nicht aus.

Kapitel 8

Statistische Abstandsanalyse von Zuständen der Scissors Mode

Nachdem im vorigen Kapitel die Scissors Mode in den Kernen der $(N = 82 - 126)$ -Neutronenhauptschale in bezug auf ihre kollektiven Eigenschaften systematisch studiert wurde, wird in diesem Kapitel über die Untersuchung der Feinstruktur dieser Mode mit Hilfe einer statistischen Analyse der Niveauabstände berichtet. Der aus sensitiven KRF-Experimenten extrahierte reiche Datensatz, der in den vergangenen Jahren an niedrigliegenden Dipolanregungen gemessen wurde, gestattet eine statistische Analyse dieser Daten mit hinreichender Genauigkeit. Die im folgenden verwendete Terminologie wurde in Kap. 2.2 eingeführt.

In den vergangenen Jahren wurde das Studium von Fluktuationen der Eigenwerte von Quantensystemen intensiv betrieben, besonders seitdem Bohigas, Giannoni und Schmit eine empirische Beziehung zwischen den Fluktuationen der Eigenwerte komplexer Systeme und dem Auftreten von Chaos in klassischen niedrigdimensionalen Modellsystemen vorgeschlagen hatten [70]. Bereits lange vor Etablierung dieser empirischen Beziehung wurde begonnen, Spektren von Atomkernen hinsichtlich ihrer Anregungsenergien und Übergangsbreiten zu analysieren [46]. Dabei wurde festgestellt, daß sich Atomkerne entsprechend der Vorhersage der Theorie der Zufallsmatrizen (RMT) verhalten [47]. Grundlage für die Befunde waren vor allem Neutron- und Protonresonanzdaten, die Informationen über das Anregungsspektrum in der Nähe der jeweiligen Bindungsenergie liefern. Erste experimentelle Studien, die vor mehr als 40 Jahren durchgeführt wurden, sind z. B. in [46] dargestellt. Da die experimentellen Spektren oft nur wenige Niveaus enthielten, war die Aussagekraft der Niveauabstandsanalysen begrenzt. Durch Kombination mehrerer Datensätze über einen weiten Massenbereich gelang schließlich eine präzise Untersuchung [45], die für die Niveauabstände der Proton- und Neutron- s -Wellen-Resonanzen eine gute Übereinstimmung mit der Wignerverteilung feststellen konnte.

Im Gegensatz zu diesem bei Anregungsenergien in der Nähe der Teilchenschwelle etablierten Verhalten können bei niedrigeren Anregungsenergien oft keine ausreichend langen, vollständigen Niveaufolgen aus dem Experiment extrahiert werden. Erst in jüngerer Zeit war es möglich, die Dynamik niedrigliegender Moden mit der Niveauabstandsanalyse zu studieren (siehe z. B. [51, 52, 263]). Insbesondere in schweren deformierten Kernen zeigen

die Resultate Hinweise auf eine Poissonverteilung der nächsten Nachbarn. Um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu erhalten, wurden hier Niveaus bis ca. 1 MeV über der Yrast-Linie mit verschiedenen Drehimpulsen und Paritäten als Ensemble analysiert.

Bei intermediären Anregungsenergien liegen praktisch keine Daten vor. Eine Ausnahme bildet der Kern ^{116}Sn [264]. Hier wurde ein Verhalten beobachtet, das zwischen Poisson- und Wignerverteilung liegt. Die im folgenden vorgestellten statistischen Analysen von Dipolanregungen im Anregungsenergiebereich der Scissors Mode erschließen daher einen neuen Bereich im Studium der Fluktuationseigenschaften von angeregten Zuständen in Atomkernen, und dies für eine spezielle Anregungsmode. Erste Analysen von Anregungen der Scissors Mode in Kernen gerader und ungerader Massenzahl wurden bereits im Rahmen einer vorausgegangenen Dissertation durchgeführt [41]. Auf die Unterschiede zwischen der hier und der in Ref. [41] vorgestellten Untersuchung wird unten näher eingegangen.

8.1 Datenanalyse

8.1.1 Datensatz

In einem schweren deformierten Kern existieren im von den KRF-Experimenten untersuchten Energiebereich nur wenige Dipolanregungen. Ausgehend von der Argumentation in Kap. 7 werden die Zustände entsprechend ihren Verzweigungsverhältnissen eingeteilt. Die Niveaus mit $K = 1$ können als Fragmente der Scissors Mode betrachtet werden, für die Zustände mit $K = 0$ wird $J^\pi = 1^-$ angenommen. Zustände, bei denen keine Verzweigung beobachtet werden konnten ($R = 0$), wurden getrennt betrachtet und nicht wie in Ref. [41] der Scissors Mode zugerechnet.

In der vorliegenden Analyse sind nur Niveaufolgen ab acht Zuständen im Energieintervall berücksichtigt¹, um eine statistisch signifikante Aussage über die Fluktuationen in der Abstandsverteilung machen zu können. Tabelle 8.1 zeigt eine Zusammenstellung der analysierten Datensätze. Diese werden nach der weiter unten beschriebenen Entfaltung als Ensembles analysiert.

Die Frage nach der Vollständigkeit des aus dem Experiment extrahierten Datensatzes bezieht sich nicht nur auf die Interpretation der Daten, z. B. hinsichtlich der Bestimmung von Drehimpulsen, der K -Quantenzahl oder ähnlichem. Vielmehr sind experimentelle Studien — und hier gerade die Kernresonanzfluoreszenz — durch eine Nachweisgrenze limitiert. Überdies kann bei hohen Niveaudichten in vielen Fällen selbst mit höchstauflösender

¹Eine kritische Diskussion des Einflusses der Sequenzlänge auf die verschiedenen statistischen Verteilungen wird in Ref. [265] gegeben.

Tab. 8.1: Zusammenstellung der Datensätze für die statistische Analyse. Angegeben sind der Datensatz, die Anzahl der untersuchten Kerne und die Gesamtzahl der Zustände sowie der Anregungsenergiebereich.

Datensatz	Anzahl		Anregungsenergie (MeV)
	Kerne	Zustände	
Scissors Mode, $J^\pi; K = 1^+; 1$	13	152	2.5 – 4.0
$J^\pi; K = 1^-; 0$	7	74	2.0 – 4.0
$J^\pi = 1^\pm, R = 0$	7	106	2.0 – 4.0
Dipolanregungen ug/gu-Kerne	6	250	2.5 – 4.0

Spektroskopie keine vollständige Trennung von Signalen im experimentellen Spektrum gewährleistet werden².

8.1.2 Simulation experimenteller Einflüsse

Die experimentelle Nachweisschwelle und Detektorauflösung können eventuell die Resultate der statistischen Analyse beeinflussen. Um genaueren Aufschluß über die Folgen dieser Effekte zu erhalten, wurden verschiedene Simulationen durchgeführt. Dazu wurden Niveaufolgen mit Zufallsgeneratoren erzeugt [105], die eine Poisson- bzw. Wignerverteilung der Niveaubstände repräsentierten. Auf die Darstellung der langreichweitigen Korrelationen Σ^2 und Δ_3 wurde hier einfachheitshalber verzichtet. Die durch die im folgenden vorgestellten Einflüsse hervorgerufenen Effekte zeigen sich bereits deutlich in NND und CNND.

Jedem in der Simulation erzeugten Wert wurde über einen weiteren, unabhängigen Zufallsgenerator eine Stärke zugewiesen. Dabei wurde angenommen, daß die Stärke einer Porter–Thomas–Verteilung genügt [266]

$$P_{\text{PT}}(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}u} \exp(-u/2). \quad (8.1)$$

Hierbei bezeichnet u die Stärke einer Anregung im Verhältnis zum Mittelwert

$$u = \frac{B(\sigma\lambda)}{\langle B(\sigma\lambda) \rangle}. \quad (8.2)$$

Die Porter–Thomas–Verteilung und ihr erstes Moment sind auf eins normiert. Untersuchungen am leichten Kern ^{26}Al weisen zwar darauf hin [267], daß die tatsächliche Intensitätsverteilung durchaus von Gl. (8.1) abweichen kann³, doch werden die im folgenden

²Dies wurde ausgenutzt, um mit einem Autokorrelationsverfahren die Dipolstärke in schweren Kernen ungerader Massenzahl abzuschätzen [42].

³Für das Beispiel ^{26}Al lassen sich die Abweichungen auf den Einfluß von Isospin–Mischung zurückführen [268], der auch in den Niveaubstandsverteilungen beobachtet wurde [269].

vorgestellten Schlußfolgerungen für die Niveauabstandsanalyse durch die Wahl der Intensitätsverteilung nicht beeinflußt.

Einfluß der experimentellen Nachweisgrenze

Im ersten Schritt wurden die Auswirkungen einer Nachweisgrenze untersucht. Dazu wurden Niveaus mit Stärken unterhalb einer bestimmten Schwelle aus dem generierten Ensemble aussortiert und anschließend die mittlere Niveaudichte (in der Simulation eine Konstante) umskaliert.

Die Simulationen ergaben für niedrige Nachweisgrenzen, d. h. wenn nahezu alle Niveaus beobachtet werden können, praktisch keine Änderung der Verteilungen. Entfallen zunehmend mehr Niveaus, so ergab sich schrittweise eine gleichmäßig zufallsverteilte Niveaufolge, die sich der Poissonverteilung annähern muß, unabhängig davon, ob mit einer Wignerverteilung oder mit einer Poissonverteilung gestartet wurde. Diesen Effekt verdeutlicht Abb. 8.1. Die hier gezeigten Resultate für NND und CNND sind aus einer anfänglichen Wignerverteilung entstanden, wobei eine Nachweisschwelle von $u \geq u_{\min} = 1$ eingeführt wurde. Bis auf die kürzesten Niveauabstände sind die Verteilungen von einer Poissonverteilung kaum zu unterscheiden. Insgesamt wurden etwa zwei Drittel der ursprünglichen Niveaus nicht berücksichtigt.

Einfluß der Detektorauflösung

Der Einfluß der Detektorauflösung auf ein Spektrum mit hoher Niveaudichte ist unmittelbar einsichtig: Es werden auf kürzesten Abständen keine benachbarten Niveaus beobachtet. Liegt anfänglich eine Wignerverteilung nächster Nachbarn vor, so wird der Niveauabstoßungseffekt durch die Begrenztheit der experimentellen Auflösung verstärkt. Eine generierte Poissonverteilung wird bei kleinen Werten von $s = D/\langle D \rangle$ ausgedünnt. Durch eine Verschiebung des mittleren Niveauabstands scheint die Verteilung bei großen Niveauabständen überdies schneller abzufallen.

Dies belegt Abb. 8.2 eindrucksvoll. Hier wurde für eine anfängliche Poissonverteilung der Abstände nächster Nachbarn eine Auflösung von einem mittleren Niveauabstand vorgegeben. Innerhalb eines mittleren Niveauabstands auf der Skala der ursprünglichen Zustandsdichte wurde nur die jeweils stärkste Anregung für die Analyse der Daten verwendet. Die so erzeugte Verteilung ähnelt stark einer Wignerverteilung. Für die genannten Parameter werden nur ca. 50% der vorhandenen Niveaus beobachtet.

8.1.3 Entfaltung

Nach Auswahl der Datensätze konnte aus den einzelnen spektroskopischen Informationen ein Ensemble konstruiert werden. Wie schon in Kap. 2.2 erläutert, mußte dazu die Ener-

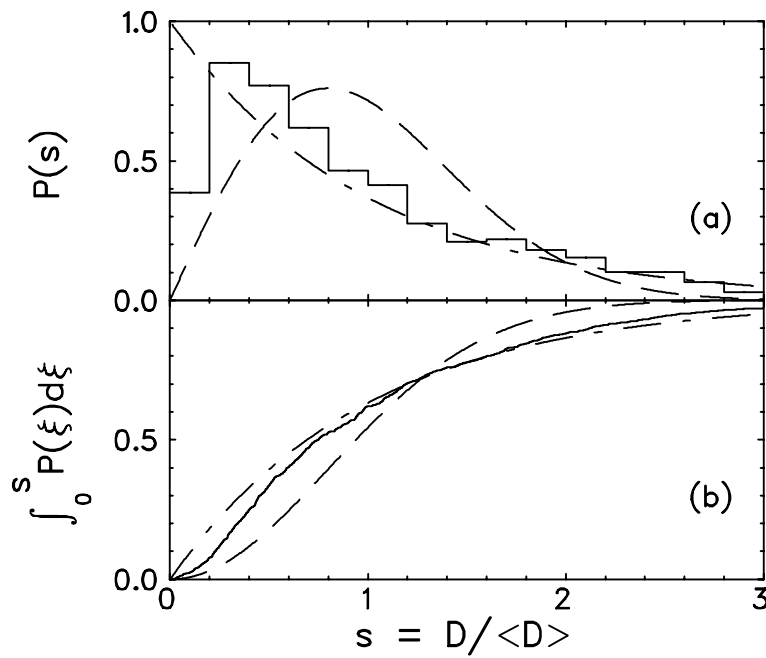


Abb. 8.1: Simulation des Einflusses einer Nachweisschwelle auf ein Ensemble von Niveaus, die der Wignerverteilung genügen. Als Beobachtungsgrenze wurde hier $u_{\min} = 1$ verwendet. Von ursprünglich 2000 generierten Eigenzuständen können nach Einführung der Nachweisschwelle nur ca. 690 beobachtet werden. Die Wignerverteilung ist gestrichelt, die Poissonverteilung strichpunktiert dargestellt. Gezeigt sind NND (a) und CNND (b).

gieabhängigkeit der mittleren Niveaudichte zunächst aus den Daten entfernt werden. Man erwartet einen glatten, streng monoton wachsenden und in der Regel die Krümmung nicht ändernden Verlauf der Niveaudichte, wie er im Back-shifted Fermi-Gas-Modell [64, 65] oder einem Constant-Temperature-Modell [66] gegeben ist. Untersucht wurden aber im hier vorgestellten Fall spezielle, z. T. kollektive Anregungsmoden, so daß von vornherein lokale Schwankungen nicht ausgeschlossen werden können.

Beim Vergleich der Treppenfunktion eines einzelnen Kerns mit einer Exponentialfunktion (Constant-Temperature-Modell) konnte in vielen Fällen eine Anpassung nicht über den kompletten Energiebereich durchgeführt werden. Eine Möglichkeit, eine Anpassung zu erzwingen, bestand darin, am Anfang und Ende der betrachteten Sequenz eine Reihe von Zuständen auszublenden. Dies erschien evtl. sinnvoll, weil an diesen Randbereichen die Sensitivität der Experimente teilweise reduziert ist. Durch diese Vorgehensweise wurden aber größere Abweichungen vom mittleren Niveauabstand künstlich entfernt und die statistische Aussagekraft durch den verkleinerten Datensatz reduziert. Andererseits konnte man den lokalen Verlauf der Niveaudichtefunktion durch Anpassung eines Polynoms an die Meßdaten approximieren. Mit Wahl sinnvoller Randbedingungen (zum Beispiel für die Intervallgrenzen und Anfangswerte) wurde hier eine gute Anpassung erzielt. Es bestand

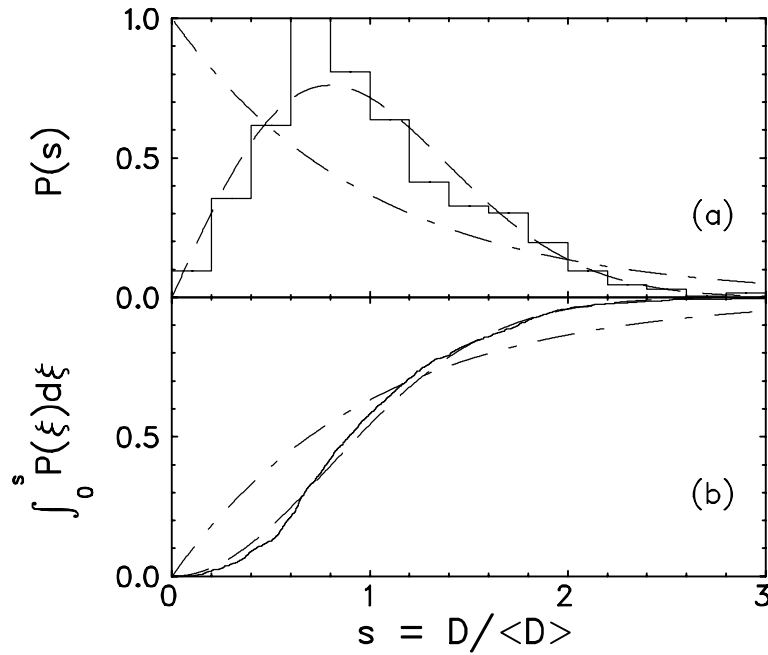


Abb. 8.2: Simulation des Einflusses einer Detektorauflösung auf ein Ensemble von Niveaus, die der Poissonverteilung genügen. Als minimaler Abstand aufgelöster Niveaus wurde ein mittlerer Niveauabstand auf der Skala der anfänglichen Zustandsdichte verwendet. Von ursprünglich 2000 generierten Eigenzuständen können nach Einführung der Auflösung nur ca. 1000 beobachtet werden. Die Wignerverteilung ist gestrichelt, die Poissonverteilung strichpunktiiert dargestellt. Gezeigt sind NND (a) und CNND (b).

jedoch auch hier die Gefahr, daß die gute Anpassung der mittleren Niveaudichte lokale Fluktuationen herausfiltert und so künstlich einheitliche mittlere Niveauabstände mit $D \approx \langle D \rangle$ vortäuscht. In der vorgestellten Analyse wurden daher die Treppenfunktionen generell durch ein Polynom dritten Grades angenähert. In Ref. [41] wurde hingegen die Strategie verfolgt, kleinere Teilbereiche mit einer Exponentialfunktion zu approximieren.

8.2 Feinstruktur der Scissors Mode

Die mit der erläuterten Prozedur bestimmten statistischen Verteilungen für die Zustände der Scissors Mode sind in Abb. 8.3 gezeigt. Man erkennt durch alle Verteilungen eine weitgehende Übereinstimmung mit der Poissonschen Statistik unkorrelierter Niveaus. Während aus den in Kap. 7 diskutierten Gründen für die Scissors Mode der Energiebereich 2.5 – 4.0 MeV gewählt wurde (vgl. auch Tab. 8.1), bestehen diese Beschränkungen für elektrische Dipolmoden und die Anregungen mit $R = 0$ nicht. Die Energieintervalle der Zustände mit $K = 0$ und $R = 0$ wurden auf 2.0 – 4.0 MeV festgelegt. Die Ergebnisse

sind in den Abbn. 8.4 und 8.5 dargestellt: Ein Verhalten zwischen Poisson- und Wigner-Verteilung ist zu erkennen. Je nach gewählter Entfaltung lassen sich aber Tendenzen sowohl hin zu Wigner- wie zu Poisson-Verteilung bei der Analyse generieren. Unzweifelhaft sind jedoch signifikante reguläre Anteile in der Verteilung, wenn realistische Werte für das untersuchte Intervall verwendet werden.

Für eine kritische Diskussion der Resultate war es wichtig, mögliche Einflüsse der experimentellen Nachweisgrenze oder der Detektorauflösung entsprechend den Simulationen zu berücksichtigen. Dazu war eine Abschätzung nötig, wie viele Zustände der Scissors Mode im studierten Bereich erwartet werden, d. h. welcher Bruchteil der Niveaus tatsächlich detektiert werden konnte. Für die E1-Anregungen sowie die Zustände mit $R = 0$ konnten keine derartigen Abschätzungen angegeben werden, da der Anregungsmechanismus, der diesen Moden zugrunde liegt, noch weitgehend unverstanden ist. Außerdem ließ sich die Anregungsstärke bisher im hier betrachteten Bereich nicht systematisch interpretieren.

Für die Abschätzung der Stärke der Scissors Mode wurde mit der im vorigen Kapitel etablierten Summenregelvorhersage verglichen. Im Mittel ist die Summenregel für die niedrigliegende Bahnstärke zu ca. 90% ausgeschöpft. Nimmt man an, daß die fehlenden 10% der Stärke im untersuchten Anregungsenergieintervall aufgrund des Einflusses einer Nachweisschwelle nicht beobachtet werden konnten, so werden unter Voraussetzung einer Porter–Thomas–Verteilung der Anregungsstärken nur ca. 50% der tatsächlich vorhandenen Niveaus detektiert. Die Porter–Thomas–Verteilung gilt allerdings nach den Erwartungen der RMT nur dann, wenn die NND einer Wigner-Verteilung gehorcht. Liegen signifikante reguläre Anteile vor, muß davon ausgegangen werden, daß sich die Intensitäten um den jeweiligen Mittelwert konzentrieren. Dennoch ist es selbst für diese sehr konservative Annahme einer Porter–Thomas–Verteilung möglich, Aussagen über die Struktur der Scissors Mode und anderer Anregungen zu extrahieren. Dies bekräftigt Abb. 8.6, in der die erwarteten Verteilungen von NND und CNND für die genannten Bedingungen der Abschätzung anhand einer Simulation ausgehend von einer Wigner-Verteilung der Niveauabstände gezeigt sind. Signifikante Unterschiede zwischen einer anfänglichen Wigner- und einer Poisson–Verteilung bleiben besonders bei kleinen Niveauabständen deutlich sichtbar. Die Resultate für die Zustände der Scissors Mode zeigen nicht die Überreste von Niveauabstoßungseffekten, wohingegen dies für die Niveaus mit $K = 0$ und $R = 0$ nicht abschließend beurteilt werden kann. Für die Scissors Mode liegt aber der Schluß nahe, daß hier tatsächlich eine ‘reguläre’ Dynamik zugrunde liegt. Aus der Form der Verteilungen kann abgeschätzt werden, daß die Spreizungsbreite (Spreading Width) Γ^\downarrow für die Scissors Mode wahrscheinlich kleiner als 10 keV ist [270].

Insbesondere überrascht bei den Analyseergebnissen für die Niveaus, die zur Scissors Mode gezählt werden, daß die NND so gut mit der Poisson-Verteilung übereinstimmt und daß sich auch die anderen Verteilungen harmonisch in dieses Bild einfügen. Die Fragmentation der Scissors Mode in zahlreiche Vielteilchen–Vielloch–Zustände ist sehr klein, wenn die in Kap. 2.2 vorgestellten Überlegungen zutreffen. Dies ist verwunderlich, wenn man beachtet,

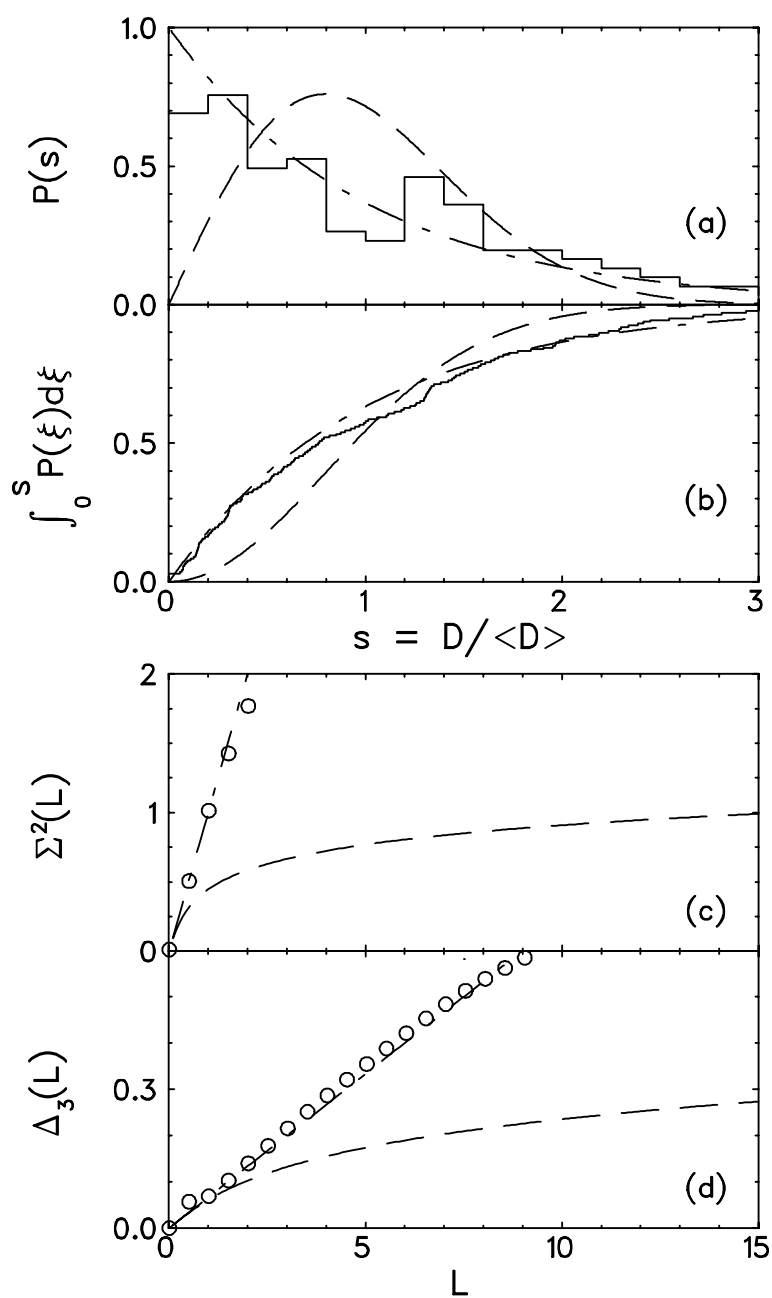


Abb. 8.3: Niveauabstandsverteilung von Zuständen der Scissors Mode. Das Histogramm stellt das Ergebnis der Analyse dar, Wigner- und Poissonverteilung sind gestrichelt bzw. strichpunktliert eingetragen. Gezeigt sind NND (a), CNND (b), Σ^2 - (c) und Δ_3 -Statistik (d).

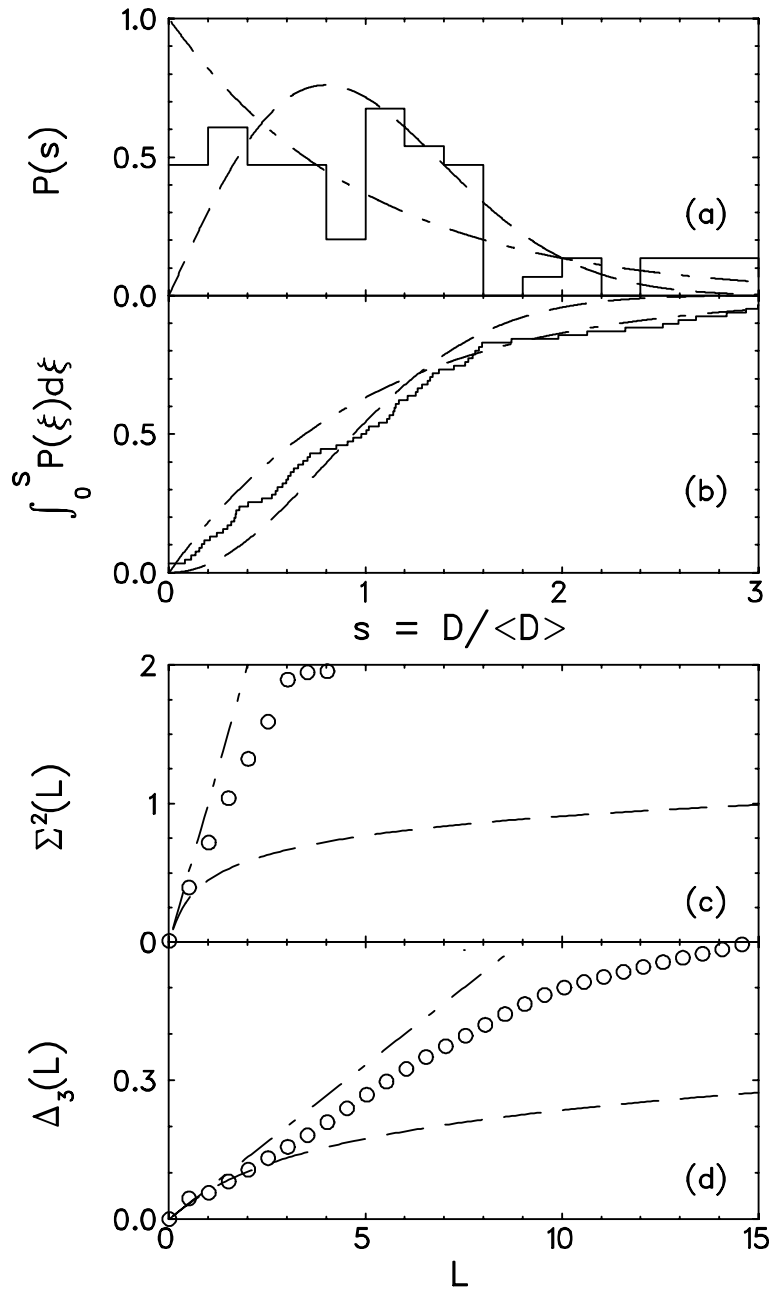


Abb. 8.4: Niveauabstandsverteilung von Zuständen mit $J^\pi; K = 1^-; 0$. Das Histogramm stellt das Ergebnis der Analyse dar, Wigner- und Poissonverteilung sind gestrichelt bzw. strichpunktliert eingetragen. Gezeigt sind NND (a), CNND (b), Σ^2 - (c) und Δ_3 -Statistik (d).

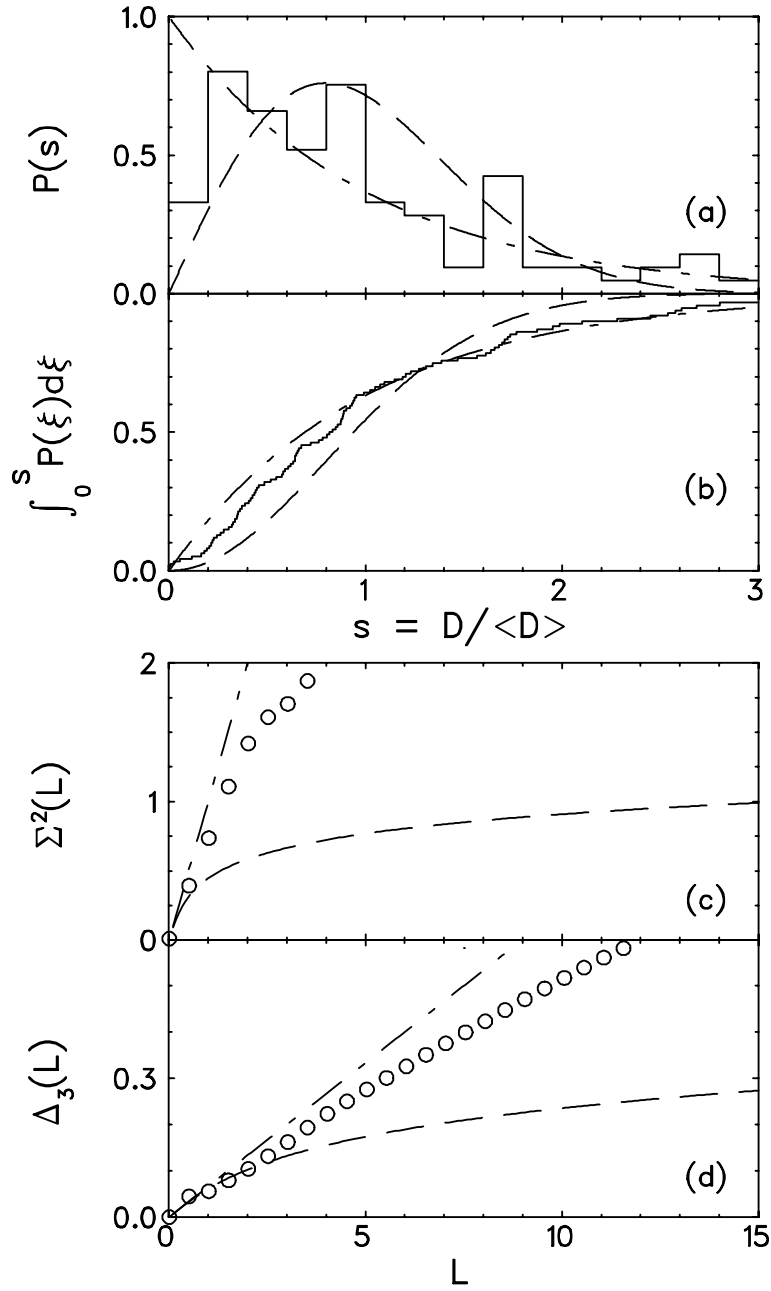


Abb. 8.5: Niveauabstandsverteilung von Zuständen mit $R = 0$. Das Histogramm stellt das Ergebnis der Analyse dar, Wigner- und Poissonverteilung sind gestrichelt bzw. strichpunktiert eingetragen. Gezeigt sind NND (a), CNND (b), Σ^2 - (c) und Δ_3 -Statistik (d).

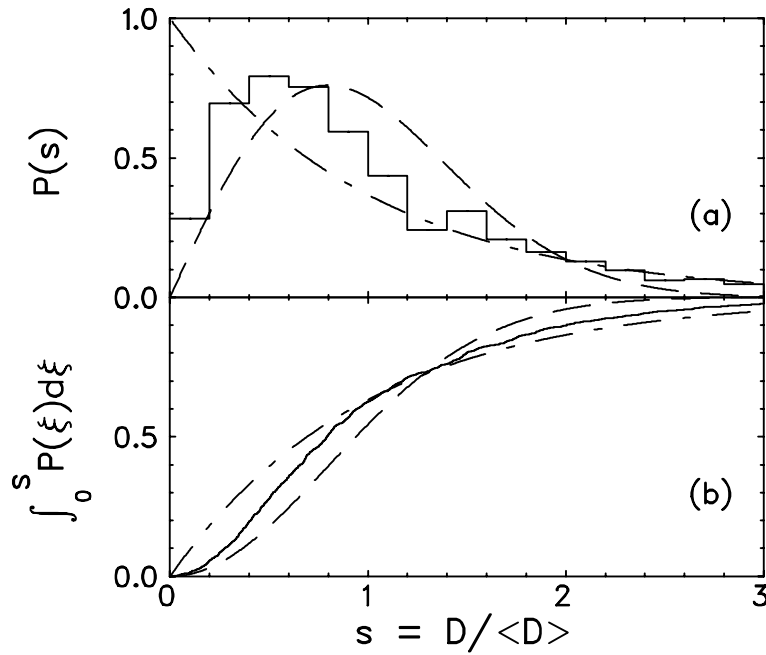


Abb. 8.6: Niveauabstandsverteilung wignerverteilter Zustände unter Berücksichtigung einer Nachweisgrenze. Die verwendete Nachweisgrenze stellt eine realistische Abschätzung für die Niveaus der Scissors Mode aus der Summenregelanalyse dar, wenn eine Porter–Thomas–Verteilung der Anregungsstärken vorausgesetzt wird. Das Histogramm zeigt das Ergebnis der Analyse, Wigner- und Poissonverteilung sind gestrichelt bzw. strichpunktiert eingetragen. Dargestellt sind NND (a) und CNND (b).

daß die Stärke der Scissors Mode in dieser Analyse auf acht und mehr Niveaus in einem Bereich von 1.5 MeV Anregungsenergie verteilt war.

Neben einer Analyse der Niveauabstände können Informationen über Zustandsmischung auch aus Summenregelbetrachtungen gewonnen werden, wie bereits in Kap. 7.2 anhand von Gl. (7.10) erläutert wurde, indem man die Differenzen von Verhältnissen von Summenregeln bestimmt. Die Spreading Width Γ^\downarrow läßt sich aus dem Fragmentationsgrad F näherungsweise bestimmen durch [244]

$$\Gamma^\downarrow \approx \frac{\pi}{2} F = \frac{\pi}{2} \left(\frac{S_1}{S_0} - \frac{S_0}{S_{-1}} \right). \quad (8.3)$$

Die für die Scissors Mode in den Kernen der ($N = 82 - 126$)–Neutronenschale ermittelten Werte sind im oberen Teil von Abb. 8.7 abgebildet. Es zeigt sich eine weit streuende Verteilung mit einem Maximum in der Schalenmitte sowie einem Minimum der Fragmentation im Bereich der Dysprosium–Isotope. Die Frage, ob dieses Verhalten mit der zugrundeliegenden Schalenstruktur deformierter Kerne in Verbindung zu bringen ist, wie von Ref. [271] vorgeschlagen, konnte noch nicht geklärt werden. Der mittlere Wert für

die Spreading Width wurde zu ca. 50 keV bestimmt und ist damit deutlich größer als die Abschätzungen aus den statistischen Verteilungen.

Das Mischungsmatrixelement

$$\sqrt{\langle H_{\text{mix}}^2 \rangle} = \sqrt{\frac{\Gamma^\downarrow \Delta E}{2\pi N}} \quad (8.4)$$

wurde aus der Anzahl der Fragmente N im Intervall ΔE abgeschätzt. Die Intervallbreite wurde für die Bestimmung der im unteren Teil von Abb. 8.7 gezeigten Werte konstant zu 1.5 MeV angenommen. Es ergaben sich typische Werte um 30 keV für den dargestellten Massenbereich.

Für die Diskrepanz zwischen der aus den Summenregeln berechneten Spreizungsbreiten und den Resultaten der statistischen Analyse können zwei Erklärungsversuche angeführt werden: Zum einen geht in die Definition der Spreading Width [vgl. Gl. (2.43)] der Niveauabstand der *unfragmentierten* Mode ein. Dies ist für eine einzelne Anregung keine sinnvolle Größe. Verwendet man in einem Zweizustandsmodell z. B. die Anregungsenergie der hochliegenden Bahnstärke zur Abschätzung des ungestörten Niveauabstands, so lassen sich die sehr kleinen Werte von Γ^\downarrow verstehen. Die Anzeichen für ‘Regularität’ in den anderen Dipolmoden der deformierten Kerne deuten allerdings darauf hin, daß in deformierten Kernen offenbar eine kollektive Basis zu existieren scheint. Die Stärkeverteilung kann so als Fragmentation einer Mode in diese kollektive Basis hervorgerufen werden, oder aber die Gesamtheit der kollektiven Anregungen bilden eine Mode mit einem gemeinsamen Anregungsmechanismus.

8.3 Kerne ungerader Massenzahl

Mit der oben geschilderten Vorgehensweise bei der Entfaltung der Daten wurden überdies die Dipolstärkeverteilungen in den Kernen ungerader Massenzahl erneut untersucht. Aus dem experimentellen Datensatz wurden die Kerne $^{161,163}\text{Dy}$ [212] und ^{155}Gd [214] herausgenommen. Die Sequenzen sind hier besonders kurz, und die Messungen waren z. T. nicht sehr sensitiv. Für die Auswertung wurden die Dipolanregungen der Kerne ^{157}Gd [212], ^{159}Tb [214], ^{165}Ho [44], ^{167}Er [213], ^{169}Tm [44], ^{175}Lu [217] und ^{181}Ta [218] berücksichtigt, die nach individueller Entfaltung als ein Ensemble analysiert wurden.

Das Resultat stellt Abb. 8.8 graphisch dar. Auch bei der vorliegenden Analyse scheint sich auf kleinen Niveauabständen eine Abstoßung der Anregungen anzudeuten. Es muß aber berücksichtigt werden, daß in den schweren Kernen ungerader Massenzahl ein Großteil der Zustände vermutlich nicht beobachtet wird.

In der Tat zeigen neuere, bislang unveröffentlichte KRF-Experimente an ^{163}Dy und ^{165}Ho eine deutlich größere Stärke als frühere Experimente [272], und zahlreiche neue Übergänge

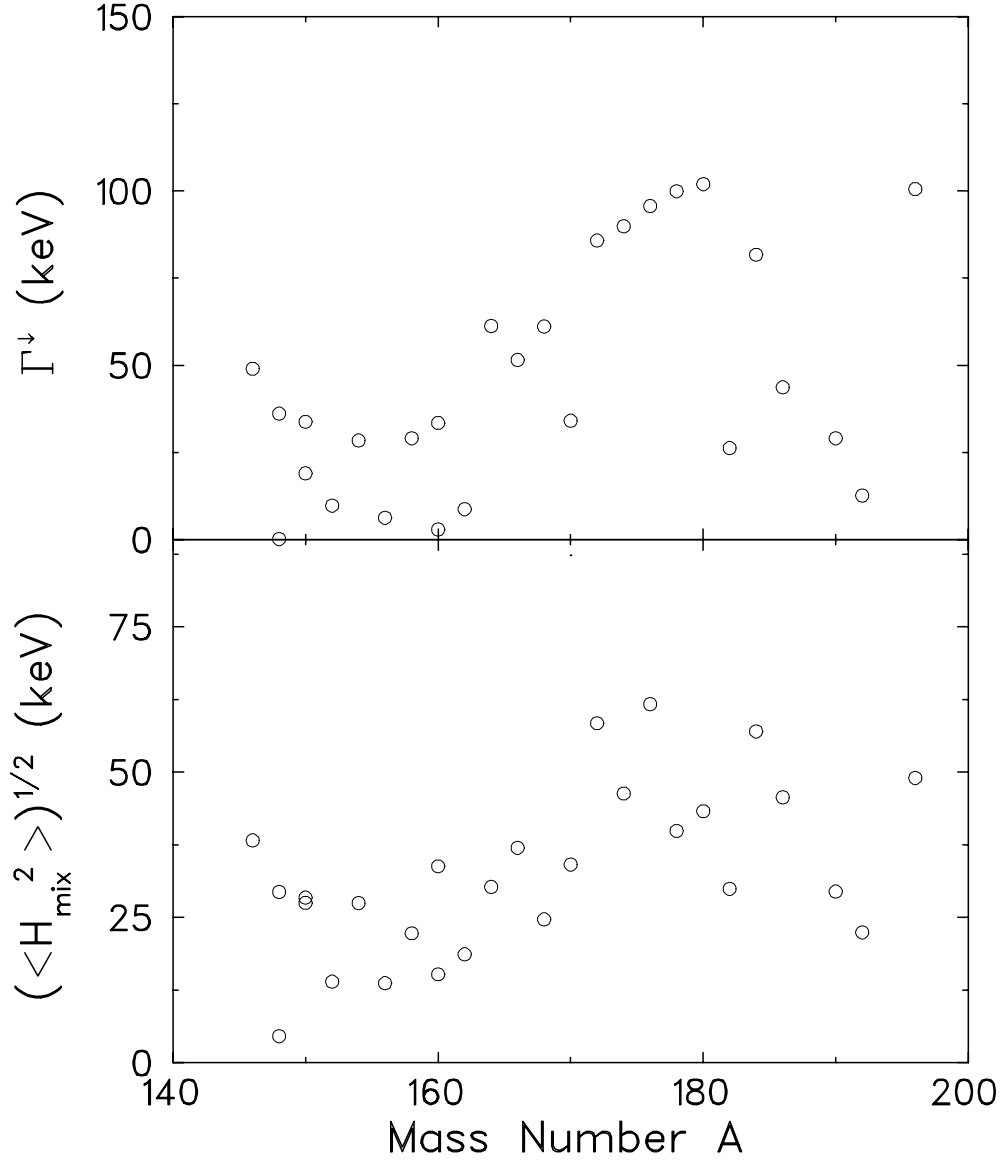


Abb. 8.7: Spreading Width und Mischungsmatrixelemente für die Zustände der Scissors Mode. Im oberen Teilbild sind die mit Hilfe der Summenregeln S_1 , S_0 und S_{-1} aus den experimentellen Daten bestimmten Werte für die Spreading Width aufgetragen. Das untere Teilbild zeigt das mittlere Mischungsmatrixelement unter Verwendung einer festen Intervallbreite von 1.5 MeV (vgl. Text).

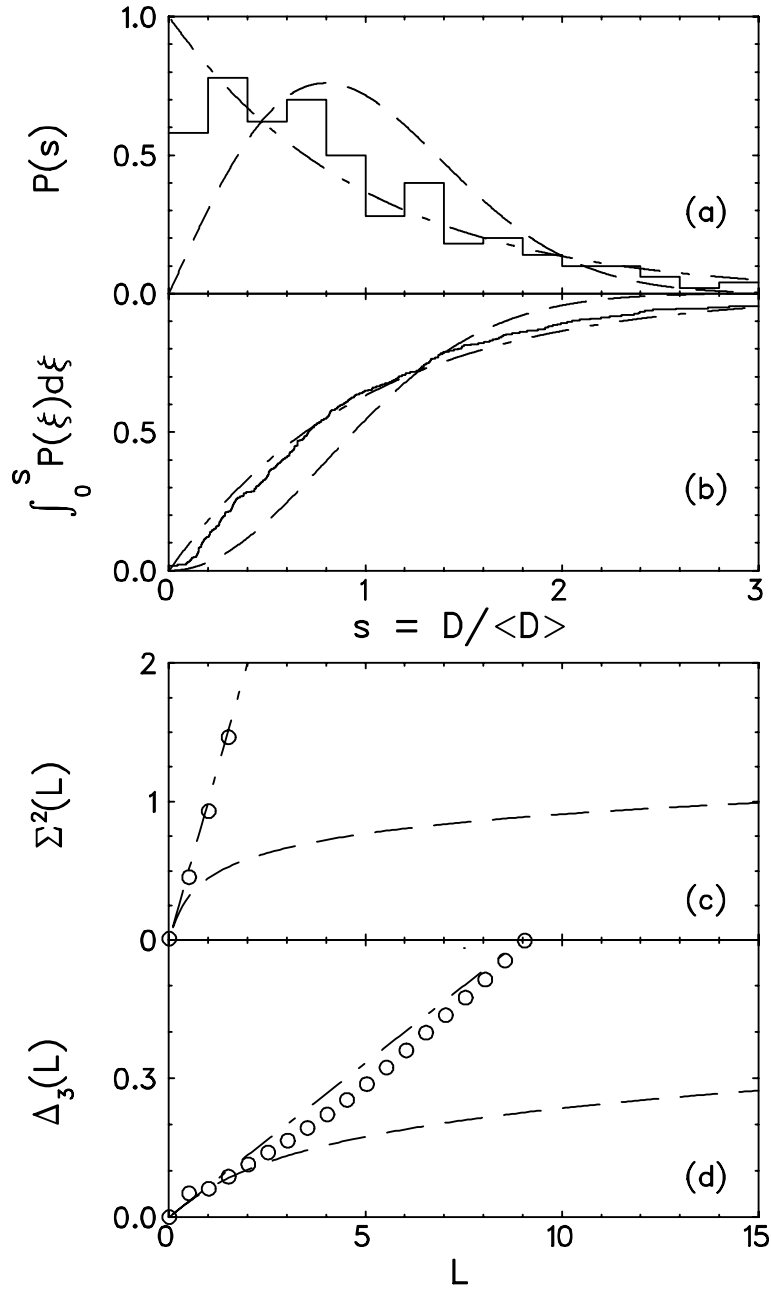


Abb. 8.8: Abstandsverteilung von Dipolanregungen in Kernen ungerader Massenzahl im Anregungsenergiebereich der Scissors Mode. Das Histogramm stellt das Ergebnis der Analyse dar, Wigner- und Poissonverteilung sind gestrichelt bzw. strichpunktiert eingetragen. Gezeigt sind NND (a), CNND (b), Σ^2 - (c) und Δ_3 -Statistik (d).

konnten neu identifiziert werden. Die von Modellen vorhergesagte Niveaudichte [65] liegt so hoch, daß die individuellen Niveaus nicht mehr aufgelöst werden können. Insofern konnte durch das Wechselspiel der Einflüsse von Nachweisgrenze und Detektorauflösung aus den Resultaten der Analyse nicht auf die ursprünglichen Verteilungen geschlossen werden.

8.4 Fazit

Die Niveauabstandsanalyse der Scissors Mode lieferte überraschende Resultate: Die Ergebnisse zeigten sich weitgehend konsistent mit Poisson-Verhalten. Effekte von Niveauabstoßung sind also gering. Diese Aussage ist selbst für den Fall gültig, falls ein nicht zu vernachlässigender Teil der Niveaus nicht im Experiment nachgewiesen würde. Im Falle der Scissors Mode in Kernen ungerader Massenzahl ist allerdings ein signifikanter Einfluß von Nachweisgrenze und experimenteller Auflösung wahrscheinlich.

Eine endgültige Aussage über die Ursache des gefundenen statistischen Verhaltens konnte noch nicht gemacht werden. Sowohl die kollektive Natur der untersuchten Mode wie auch die Formierung einer kollektiven Basis in schweren Kernen müssen als Erklärungsansätze in Betracht gezogen werden. Hilfreich wäre hier eine neue systematische Analyse analog zur Vorgehensweise in Ref. [51] auf der Grundlage der inzwischen größeren experimentellen Datenbasis, insbesondere für schwere Kerne. Ebenso muß noch geklärt werden, ob und wie ein Übergang von der ‘regulären’ Dynamik bei niedrigen Anregungsenergien zum ‘quantenchaotischen’ Verhalten in der Nähe der Teilchenschwelle vonstatten geht, das für Neutron- und Protonresonanzen gefunden wurde [45]. Hierzu ist eine Analyse der Niveaus der Pygmy-Resonanz von Interesse. Erste Analysen deuten auch hier auf ein Poissonsches Verhalten unkorrelierter Zustände hin.

Kapitel 9

Schlußbemerkungen und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Photonenstreuexperimente mit Cluster-Detektoren am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC durchgeführt. Die Experimente zeichnen sich durch eine hohe Sensitivität aus, die durch die großen Detektorvolumina in Verbindung mit einem intensiven, kontinuierlichen Primärstrahl gewonnen werden konnten. So war es möglich, die Nachweisgrenzen gegenüber früheren Experimenten deutlich abzusenken bzw. die Daten mit deutlich kleineren Targetmengen oder in kürzerer Meßzeit aufzunehmen.

Seit der hier vorgestellten Messung wurde der KRF-Meßplatz am S-DALINAC umgebaut: Nach Ersetzen des Primärstrahlkollimators aus Blei und des Tantal-Bremstargets jeweils durch Kupfer ist es nunmehr möglich, Experimente mit Endpunktenergien bis ca. 10 MeV durchzuführen. Wegen der hohen Neutronenseparationsenergie von Kupfer von ca. 10 MeV ist die Produktion von Photoneutronen stark unterdrückt. Die Auswertbarkeit von Signalen im Spektrum wird durch eine starke Reduktion des γ -Untergrunds aus Neutroneneinfangreaktionen dramatisch verbessert [273]. Als Detektorsystem stehen jetzt zwei Reinstgermaniumdetektoren mit einer relativen Ansprechwahrscheinlichkeit von 100% im Vergleich zu einem 3" \times 3" NaI(Tl)-Detektor zur Verfügung. Einer der Detektoren ist vierfach elektrisch segmentiert und kann damit als Comptonpolarimeter zur Messung der Linearpolarisation der gestreuten Strahlung eingesetzt werden. Der Aufbau einer dafür erforderlichen Listmode-Datenaufnahme ist in Vorbereitung. Bislang ist für einen Detektor zusätzlich ein BGO-Schild zur Untergrundreduktion vorhanden, ein zweiter wird in den kommenden Monaten installiert. Mit dem nun vorliegenden Aufbau kann die Feinstruktur der Dipolstärke bis 10 MeV bzw. bis zur Neutronenschwelle des untersuchten Isotops detailliert studiert werden. Dies betrifft magnetische Moden, so z. B. tiefliegende Spin-Flip-Übergänge in Kernen ungerader Massenzahl [274], ebenso wie etwa die elektrische Pygmy-Resonanz.

In dieser Arbeit wurde über die Pygmy-Resonanz in $^{204,206,207,208}\text{Pb}$ berichtet. Im wesentlichen werden die detektierten Strukturen gut durch Rechnungen im QPM beschrieben. In den Modellrechnungen wird die bei niedrigen Anregungsenergien lokalisierte E1-Stärke durch Interferenzeffekte von Ein- und Zweiphonon-Beiträgen zur Wellenfunktion hervorgerufen und kann nicht als kollektiver Effekt angesehen werden. Es kann jedoch nicht

ausgeschlossen werden, daß kollektive Beiträge in leichteren Systemen eine größere Rolle spielen.

Mit dem verbesserten experimentellen Aufbau am S-DALINAC kann die Pygmy-Resonanz in zahlreichen und gerade auch leichteren Kernen studiert werden. Erste Experimente an $^{40,48}\text{Ca}$ deuten an, daß die E1-Stärke mit dem Neutronenüberschuß korreliert sein könnte [275, 276]. Im Widerspruch zu diesen Resultaten stehen jüngste Coulombanregungsexperimente [277], die allerdings bei weitem nicht die Sensitivität der KRF-Experimente erreichen. Neben den Ca-Isotopen wurde die E1-Stärkeverteilung in ^{138}Ba nun bis zur Neutronenschwelle vermessen [276, 278]. Auch eine weitergehende Untersuchung der Dipolanregungen in den Blei-Isotopen ist damit möglich. Die hier vorgestellten Ergebnisse zeigen aber, wie schwierig die Extraktion von Übergangsstärken und Lebensdauern ist, wenn die Targets nicht hochangereichert sind.

Die Messung der Parität der Zustände durch Comptonpolarimetrie wird mit zunehmender Anregungsenergie immer schwieriger, da der Wirkungsquerschnitt des polarisationssensitiven Comptoneffekts stark abnimmt. Hier sind Experimente mit (teilweise) polarisierten Photonen im Eingangskanal erforderlich. Nach der vorläufigen Einstellung der $(\vec{\gamma}, \gamma')$ -Experimente am Linearbeschleuniger in Gent/Belgien [153] wird in den nächsten Jahren an der im Aufbau befindlichen ELBE-Quelle in Rossendorf bei Dresden [279] ein polarisierter Bremsstrahl zur Verfügung stehen. Experimente mit an relativistischen Elektronen rückgestreuter Laserstrahlung haben in den vergangenen Jahren erste Erfolge erzielt [280], doch bleiben die erreichbaren Photonenflüsse derzeit noch weit hinter Bremsstrahlungsquellen zurück. Wegen des hohen Polarisationsgrades und der geringen Bandbreite ist Compton-Rückstreuung dennoch für zahlreiche Fragestellungen interessant. Überdies ist die Erhöhung der Photonenausbeute um etwa drei Größenordnungen durch Rückstreuung von Laserlicht eines Freie-Elektronen-Lasers innerhalb des Laserresonators möglich [281].

Neben dem Verständnis von Kernstruktureigenschaften hat ein systematisches Studium der Pygmy-Resonanz auch interessante astrophysikalische Implikationen. Am KRF-Meßplatz in Darmstadt wurden erste Experimente zur Photoaktivierung schwerer Elemente in der Nähe der Teilchenschwelle durchgeführt [276, 282]. Durch eine geeignete Überlagerung von Bremsstrahlungsspektren kann die Planckverteilung der Strahlung in für Nukleosyntheseprozesse relevanten astrophysikalischen Szenarien sehr gut approximiert werden, so daß eine weitgehend modellfreie Bestimmung von Transmutationsraten schwerer Nuklide möglich ist. Hiervon erhofft man sich vor allem Aufschluß über die Nukleosynthese im sog. γ -Prozeß, der für das Verständnis der Häufigkeiten schwerer protonenreicher Kerne, der sog. p -Kerne, wichtig ist. Für die quantitative Auswertung dieser Experimente sind präzise Simulationen des Photonenflusses erforderlich, die auf den hier vorgestellten GEANT-Simulationen aufbauen und nur durch die hohe Rechenleistung moderner Computersysteme realisiert werden können.

In leichten Kernen ist die Existenz von Multiphonon-Anregungen und insbesondere der Quadrupol-Oktupol-Moden noch nicht experimentell belegt. KRF-Experimente können

hier zu einem vertieften Verständnis von Kollektivität beitragen. Überdies ist die Frage nach niedrigliegenden E1-Moden in Kernen mit $N = Z$ mit der Problematik der Iso-spinmischung verbunden (vgl. z.B. [283]), die anhand von präzisen Datensätzen genau studiert werden kann.

Für die Scissors Mode konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals eine vollständig parameterfreie Beschreibung der Summenstärke und der Anregungsenergie etabliert werden. Zur Überprüfung der aus einem Summenregelzugang abgeleiteten Beziehungen ist der Vergleich mit Daten aus anderen Massenregionen hilfreich. Dazu wird es allerdings nötig sein, den Multipolcharakter der Dipolanregungen experimentell zu überprüfen sowie die g -Faktoren der niedrigstliegenden Anregungen zu kennen. Ob neben der hier gefundenen Beziehung zwischen isoskalarem und isovektoriellem Trägheitsmoment auch eine Verknüpfung mit dem Trägheitsmoment der $(K^\pi = 1^+)$ -Rotationsbande besteht, wie von [259] vorgeschlagen, kann nur durch Identifikation der Bandenmitglieder mit $J^\pi = 2^+, 3^+$ überprüft werden [260]. Solche Untersuchungen sind nach der Wiederinbetriebnahme des Energieverlustsystems am S-DALINAC in Elektronenstreuung geplant [284].

Bei der quantitativen Vorhersage der niedrigliegenden M1-Stärke war eine Entkopplung von der hochliegenden Bahnmode erforderlich, und im Rahmen eines Zweizustandsmodells konnte auch eine Abschätzung für die $2\hbar\omega$ -Stärke gegeben werden. Für das Verständnis der Bahnmoden ist folglich eine experimentelle Verifikation der hochliegenden Stärke von enormer Bedeutung. Elektronenstreuexperimente scheinen hier wenig erfolgversprechend [211], zumal eine starke Fragmentation der Stärke erwartet werden darf. Ob eine experimentelle Identifizierung über relativistische Coulombanregung, inklusive Elektronenstreuung unter 180° oder Experimente vom Typ $(e, e'x)$ möglich ist, sollte eingehend geprüft werden.

Die niedrigliegende elektrische und magnetische Dipolstärke trägt über eine invers energiegewichtete Summenregel in besonderer Weise zur nuklearen Polarisierbarkeit bei. Mit den nun verfügbaren Datensätzen können frühere systematische Betrachtungen insbesondere schwerer Kerne substantiell erweitert werden [285]. Solche Analysen können dazu beitragen, die Verknüpfung von Eigenschaften der Kernstruktur mit denen des nuklearen Mediums zu studieren.

In dieser Arbeit wurden Untersuchungen zur Niveauabstandsstatistik der Scissors Mode in schweren Kernen durchgeführt. Es kann eine gute Übereinstimmung der Verteilung nächster Nachbarn mit einer Poissonverteilung konstatiert werden. Die Frage nach einer zugrundeliegenden kollektiven Struktur in den deformierten Kernen muß als offen bewertet werden. Hier kann eine Erweiterung der Systematik für die Zustände mit $K = 0$ und $R = 0$ hilfreiche Informationen liefern. Das statistische Verhalten der Niveaus der Pygmy-Resonanz ist ebenfalls in hohem Maße interessant, und erste Analysen deuten auch hier auf Poissonsches Verhalten hin. Mit dem am S-DALINAC künftig in KRF-Experimenten

zugänglichen Anregungsenergiebereich ist nicht nur eine signifikante Verbesserung der Datenlage durch verbesserte Statistik möglich, sondern zudem das Studium der Energieabhängigkeit in der Mischung der Zustände untereinander.

Photonenstreuexperimente erweisen sich somit als wichtig für das Verständnis von Kernstruktur und Astrophysik sowie der Grundlagen nuklearer Vielteilchendynamik. Diese Forschungsperspektiven und die hervorragenden experimentellen Voraussetzungen am S-DALINAC und anderen Einrichtungen werden die alte, etablierte Methode der KRF noch lange jung erhalten.

Anhang A

Winkelverteilungen

Die folgenden Seiten dieses Anhangs zeigen die Sechspunkt–Winkelverteilungen von Grundzustandsübergängen in ^{208}Pb (Abb. A.1), ^{206}Pb (Abbn. A.2 – A.5), ^{204}Pb (Abbn. A.6 – A.8) und ^{207}Pb (Abbn. A.9 und A.10). Auf die Darstellung der Winkelverteilungen von Übergängen in angeregte Zustände wurde an dieser Stelle abgesehen, da für keinen derartigen Übergang eine hinreichende Genauigkeit erzielt werden konnte, um Aussagen über Multipolmischungsparameter machen oder Vermutungen über die Parität des entvölkerten Zustands anstellen zu können. Im Rahmen der im folgenden gezeigten Zusammenstellung werden lediglich die Grundzustandsübergänge gezeigt, für die in wenigstens fünf der sechs Detektorgruppen ein Signal zu beobachten war.

Bei der Bestimmung der Sechspunkt–Winkelverteilungen wurden die für entsprechenden Gruppen von Singles–Spektren einzelne Effizienzzeichnungen durchgeführt und die Spektren jeweils unabhängig voneinander ausgewertet. Die einzelnen Punkte der Winkelverteilung wurden auf den Wert der Detektorgruppe unter 132° normiert, da hier in der Regel die beste statistische Aussagekraft erzielt wurde. Für die Messungen an $^{204,206,207}\text{Pb}$ mußten wegen des zeitweisen Ausfalls eines Elektronikmoduls die aus der Messung an ^{208}Pb bestimmten Effizienzen für die Detektorgruppe unter 105° korrigiert werden. Dazu wurde die Zeit berücksichtigt, in der die entsprechende Kapsel nicht auswertbar war.

Bei den Kernen gerader Massenzahl sind die Theoriekurven für Übergänge mit den Sequenzen $0-1-0$ bzw. $0-2-0$ durchgezogen bzw. gestrichelt eingezeichnet. Im Falle von ^{207}Pb mit einem Grundzustand $J^\pi = 1/2^-$ geben die durchgezogenen bzw. strichlierten Linien die erwarteten Winkelverteilungen einer $(1/2-3/2-1/2)$ –Kaskade für reine Dipol- resp. Quadrupolübergänge an. Diese sind für den gezeigten Fall identisch. Die Kaskade $1/2-1/2-1/2$ ist völlig isotrop und wurde daher nicht eingezeichnet. Die Anregung bei 4141 keV bevölkert vermutlich einen Zustand mit $J^\pi = 5/2^-$, für dessen Grundzustandszerfall die Winkelverteilung des zugehörigen Quadrupolübergangs eingezeichnet ist. Grundsätzlich wurde versucht, aus den gemessenen Winkelverteilungen von Grundzustandsübergängen in ^{207}Pb einen Wert für den Multipol–Mischungsparameter abzuschätzen. Eine zufriedenstellende χ^2 –Anpassung an die Daten mit einem Konfidenzniveau über 90% war aber wegen der niedrigen Anreicherung des Isotops in den Targets nur für zwei Übergänge und jeweils für eine Messung möglich. Die zu den extrahierten Mischungsparametern gehörigen Winkelverteilungen sind punktiert in die Abbildungen eingetragen.

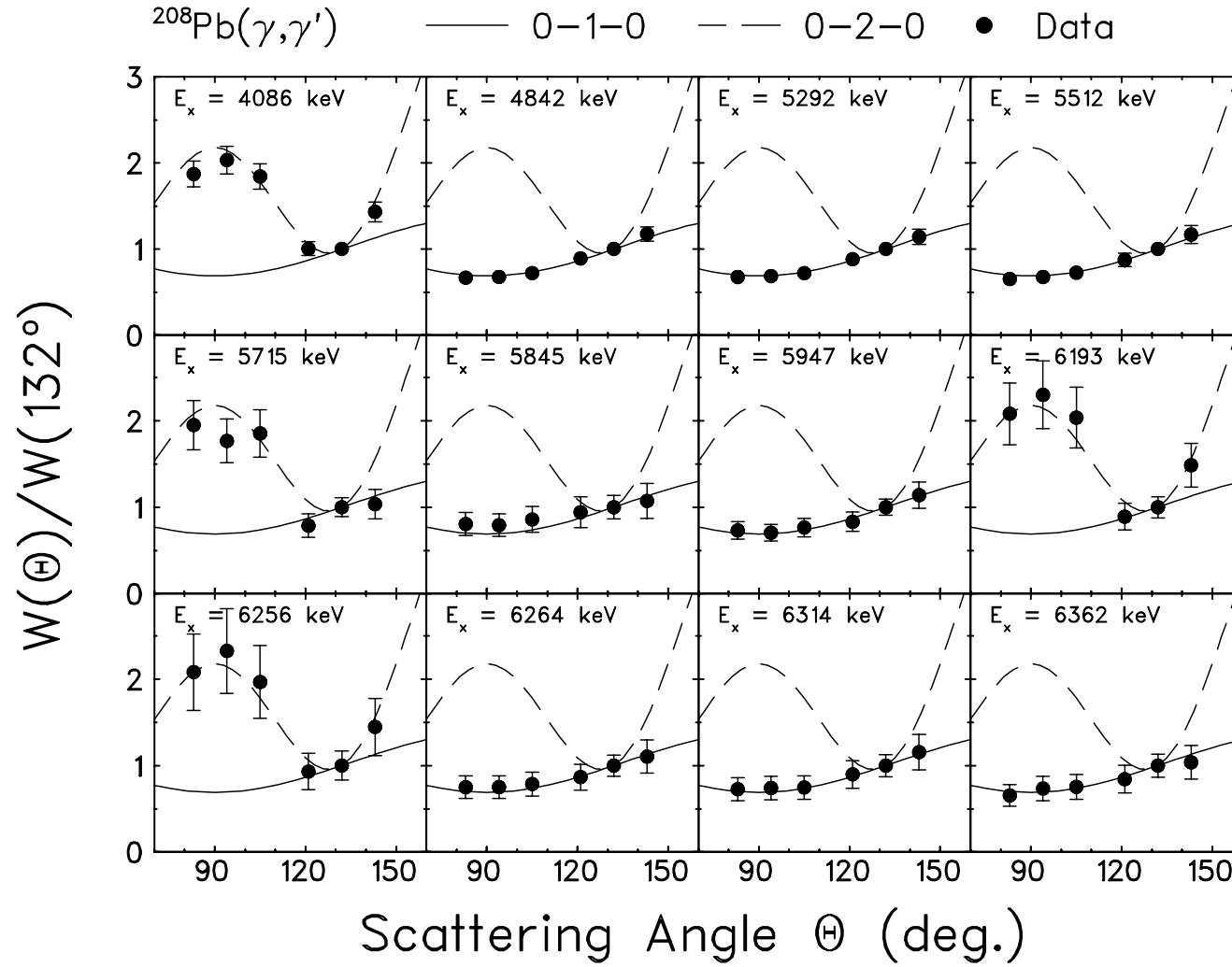


Abb. A.1: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{208}Pb . Die Verteilungen wurden auf den Wert bei $\Theta = 132^\circ$ normiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Kurven kennzeichnen Dipol- resp. Quadrupolanregungen.

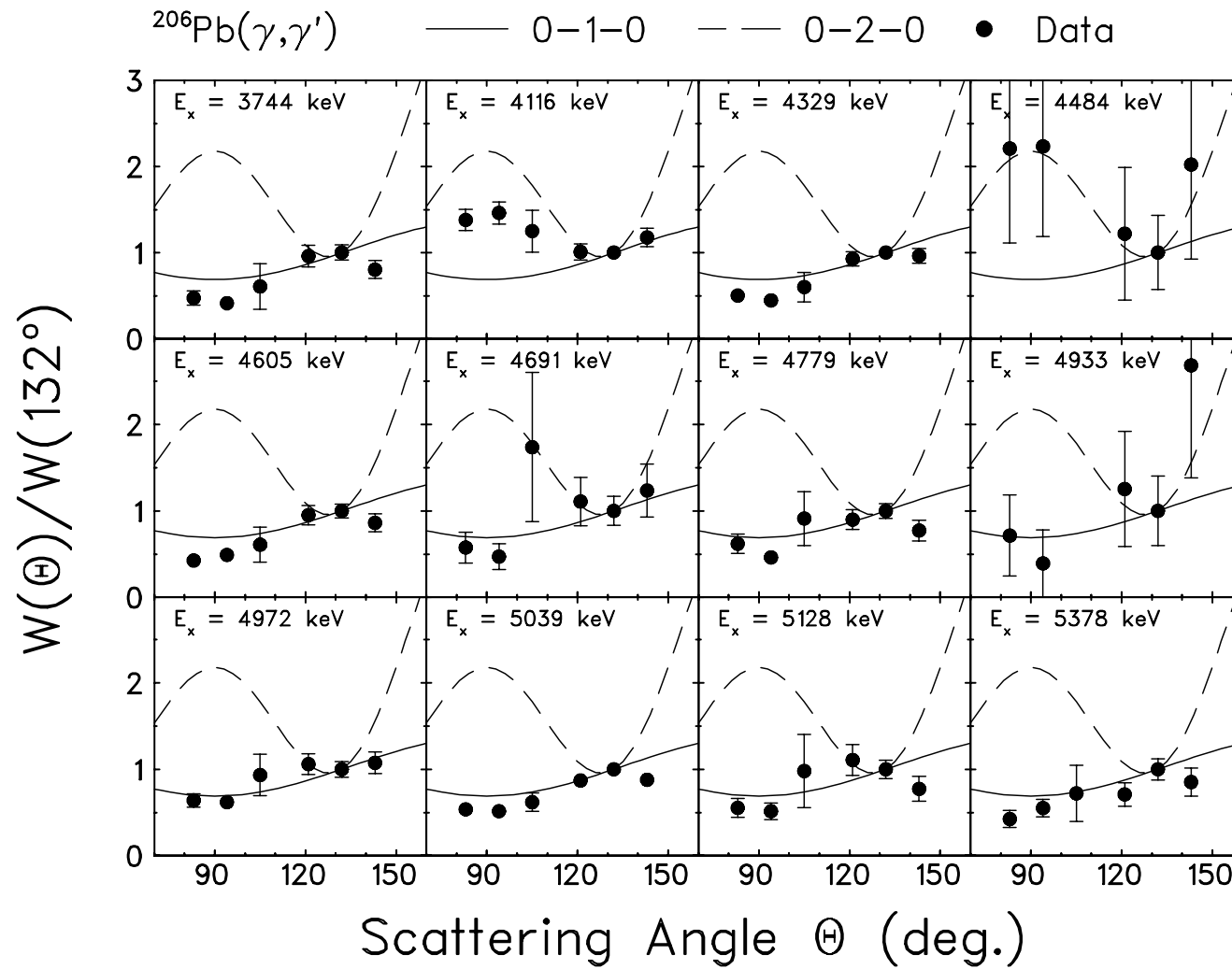


Abb. A.2: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{206}Pb . Die Verteilungen wurden auf den Wert bei $\Theta = 132^\circ$ normiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Kurven kennzeichnen Dipol- resp. Quadrupolanregungen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\Theta = 105^\circ$ wurde entsprechend dem Ausfall eines Detektorkanals korrigiert.

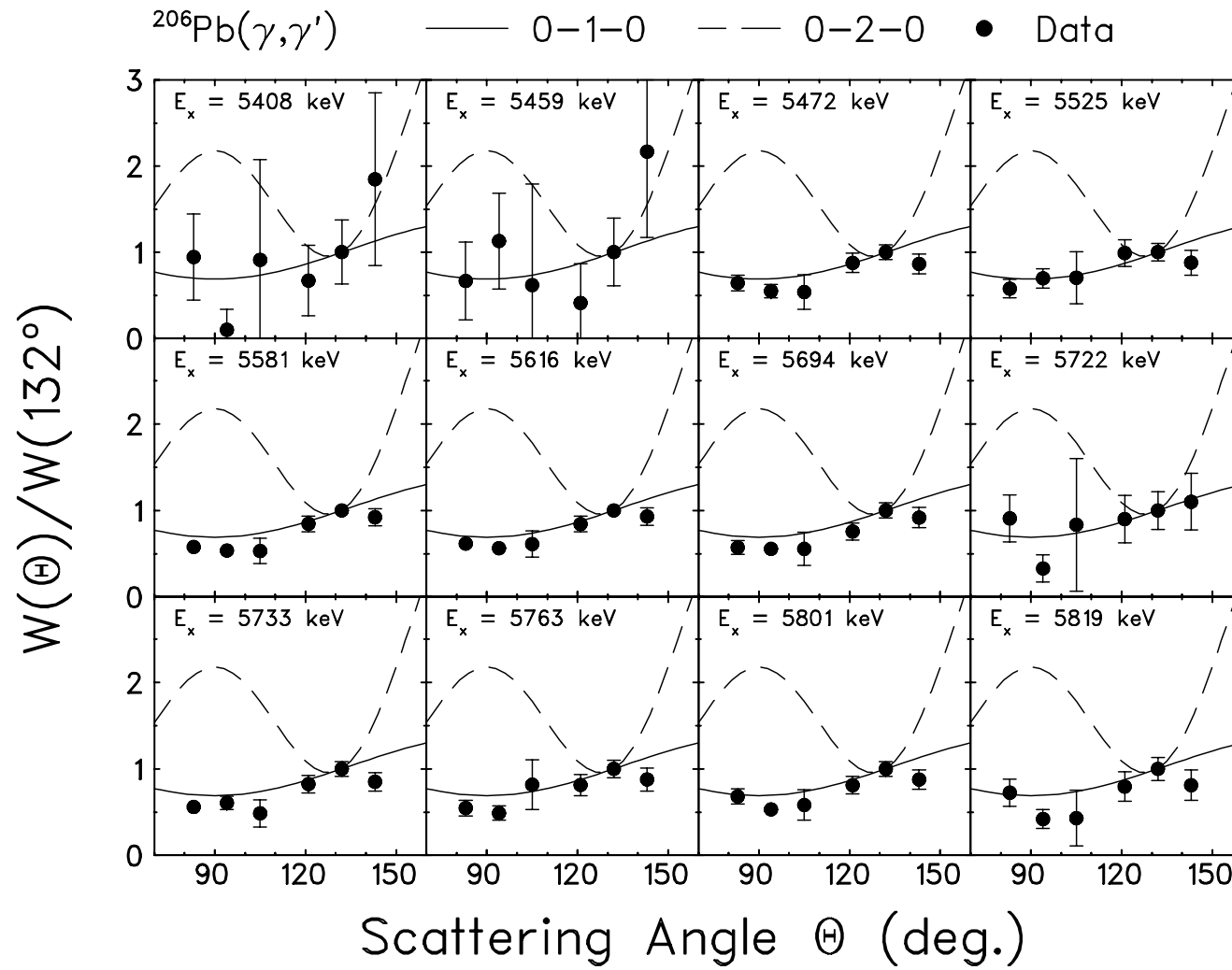


Abb. A.3: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{206}Pb (Fortsetzung).

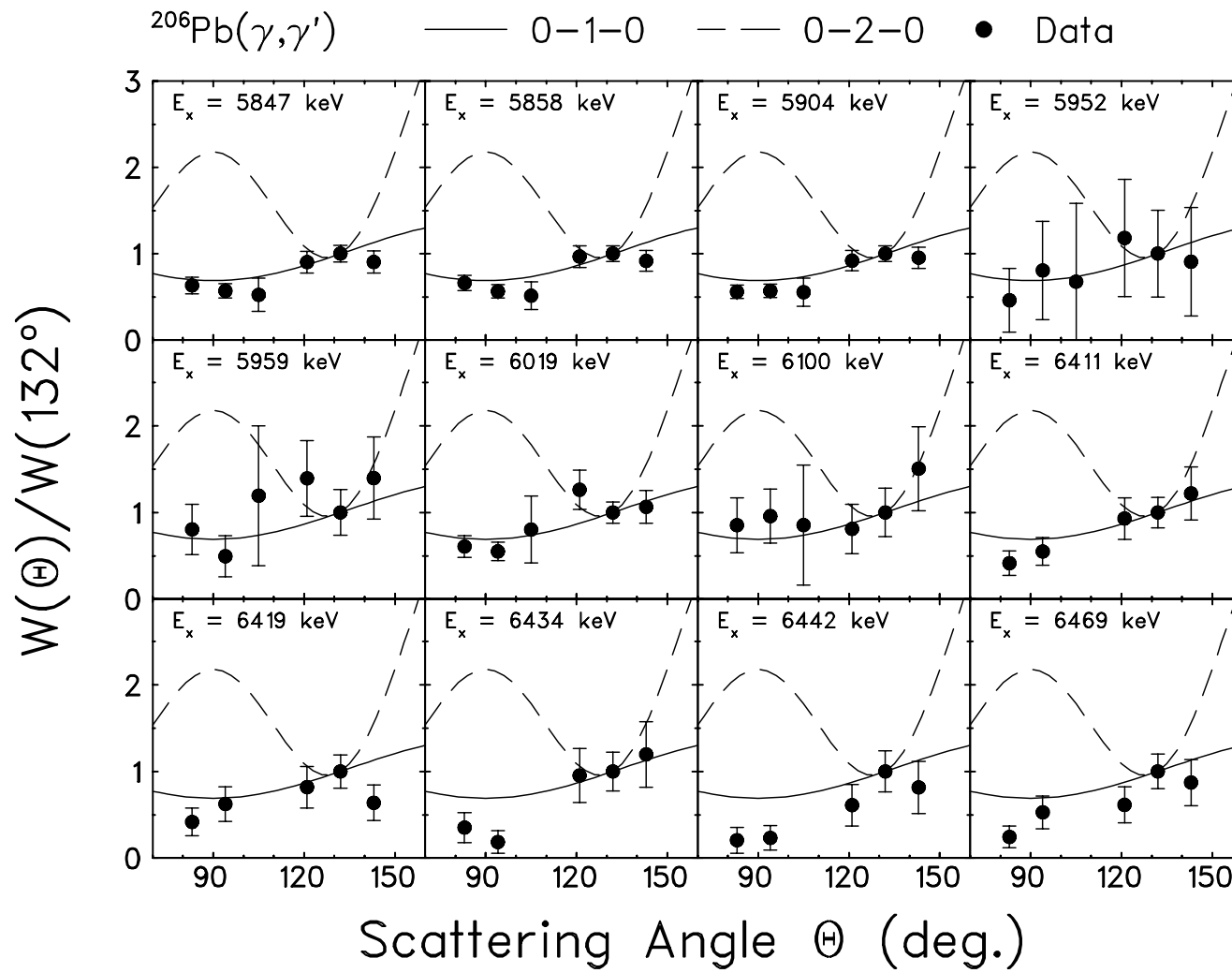


Abb. A.4: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{206}Pb (Fortsetzung).

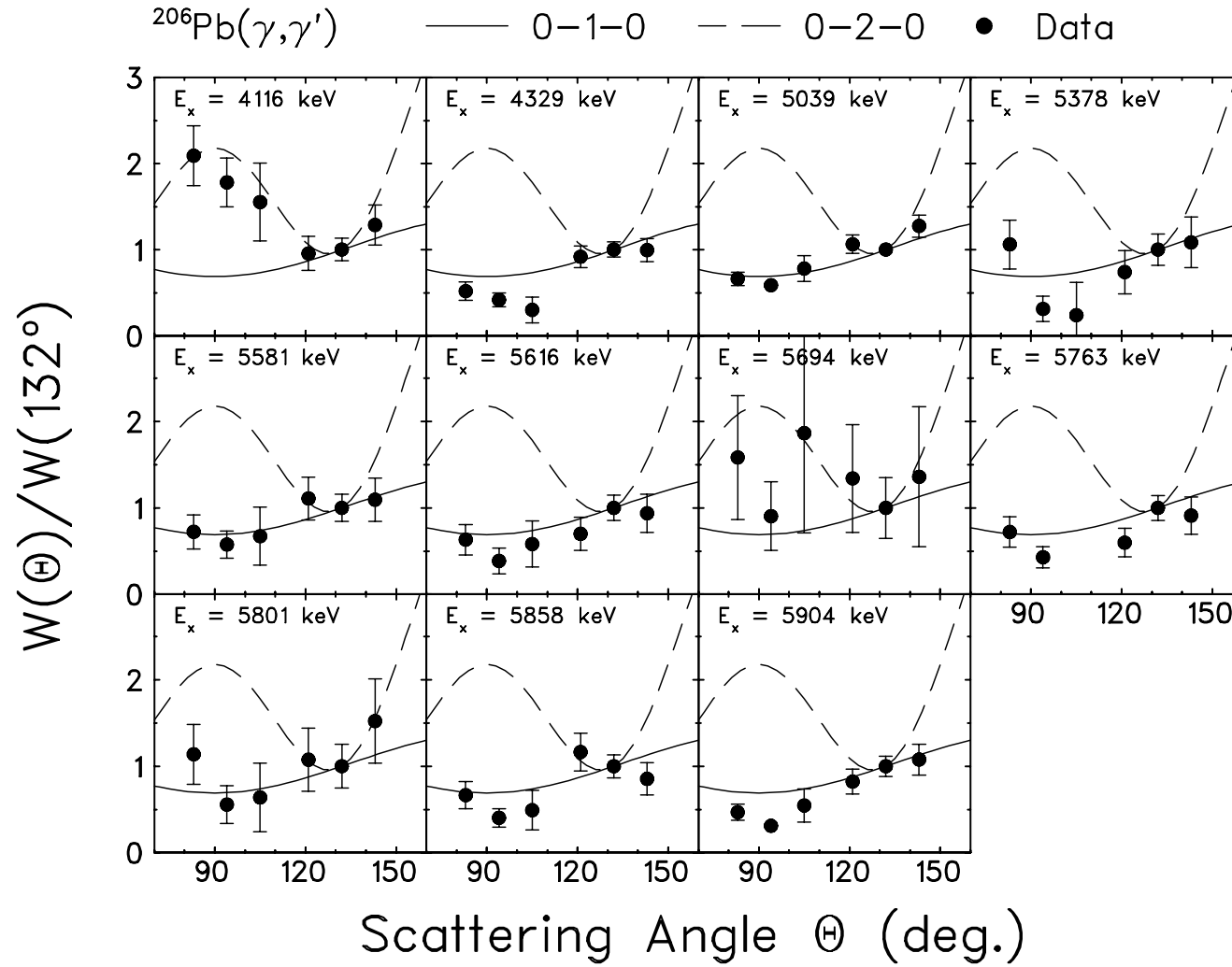


Abb. A.5: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{206}Pb aus der Messung an einem Mischtarget $^{204,206,207,208}\text{Pb}$. Die Verteilungen wurden auf den Wert bei $\Theta = 132^\circ$ normiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Kurven kennzeichnen Dipol- resp. Quadrupolanregungen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\Theta = 105^\circ$ wurde entsprechend dem Ausfall eines Detektorkanals korrigiert.

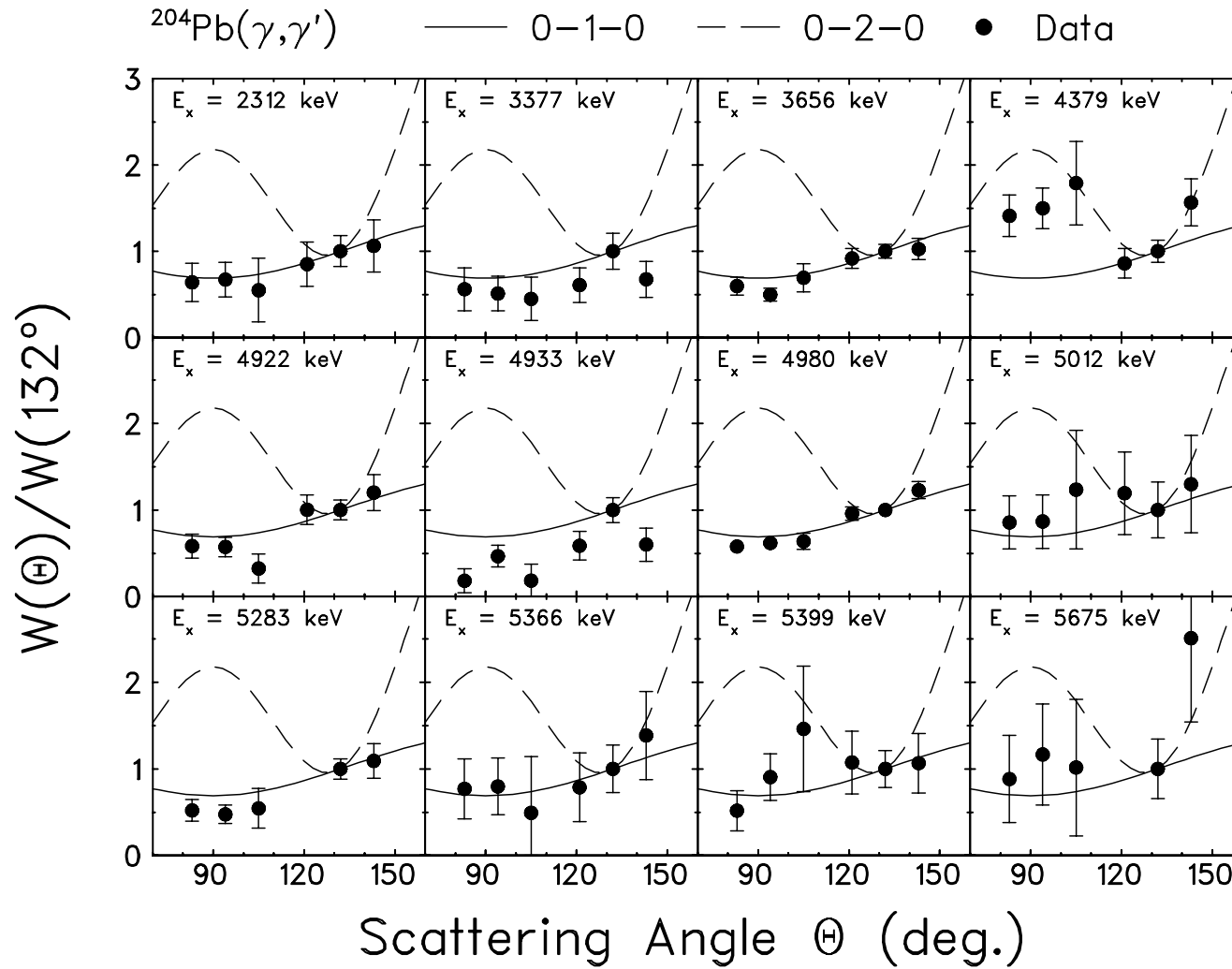


Abb. A.6: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{204}Pb . Die Verteilungen wurden auf den Wert bei $\Theta = 132^\circ$ normiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Kurven kennzeichnen Dipol- resp. Quadrupolanregungen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\Theta = 105^\circ$ wurde entsprechend dem Ausfall eines Detektorkanals korrigiert.

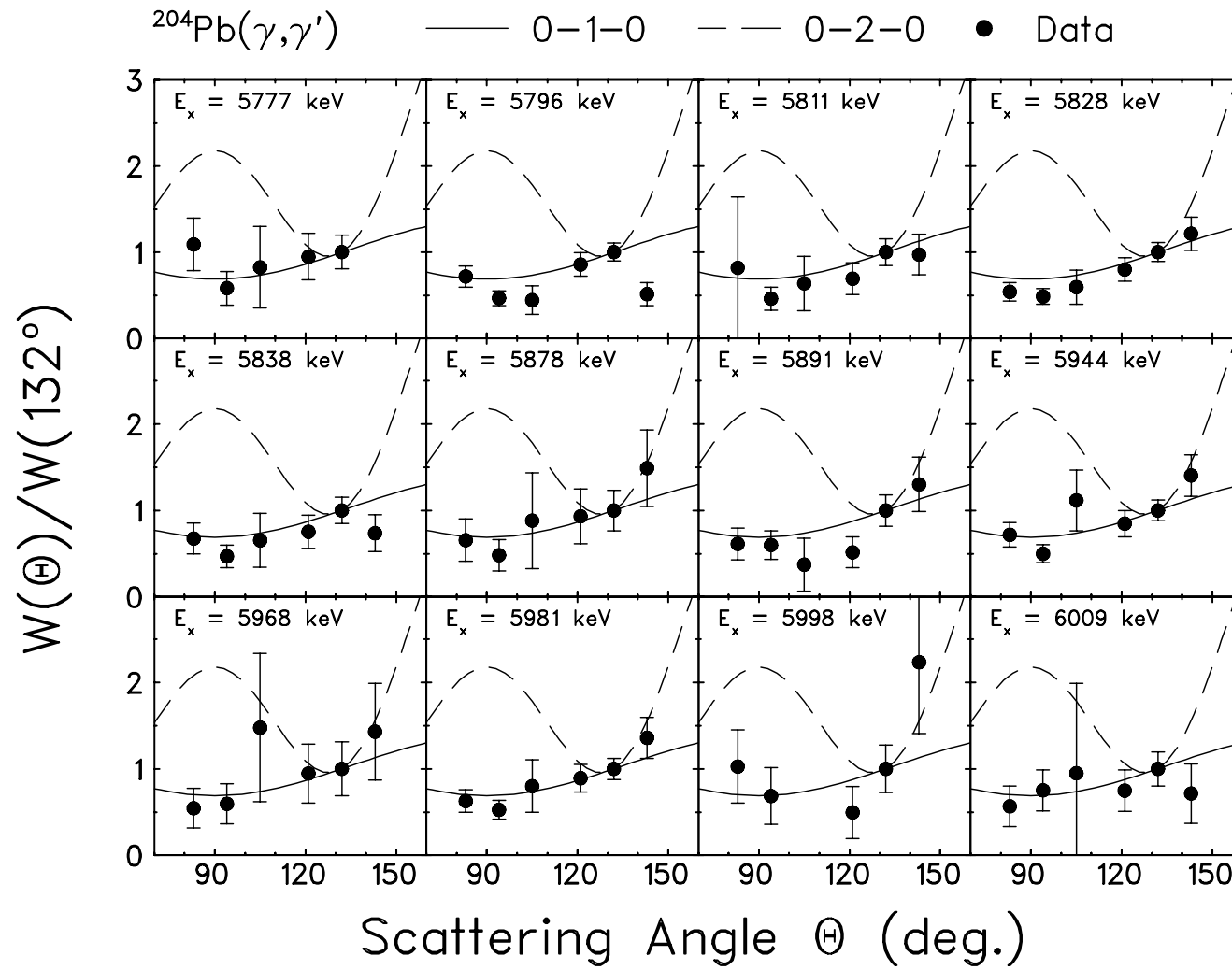


Abb. A.7: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{204}Pb (Fortsetzung).

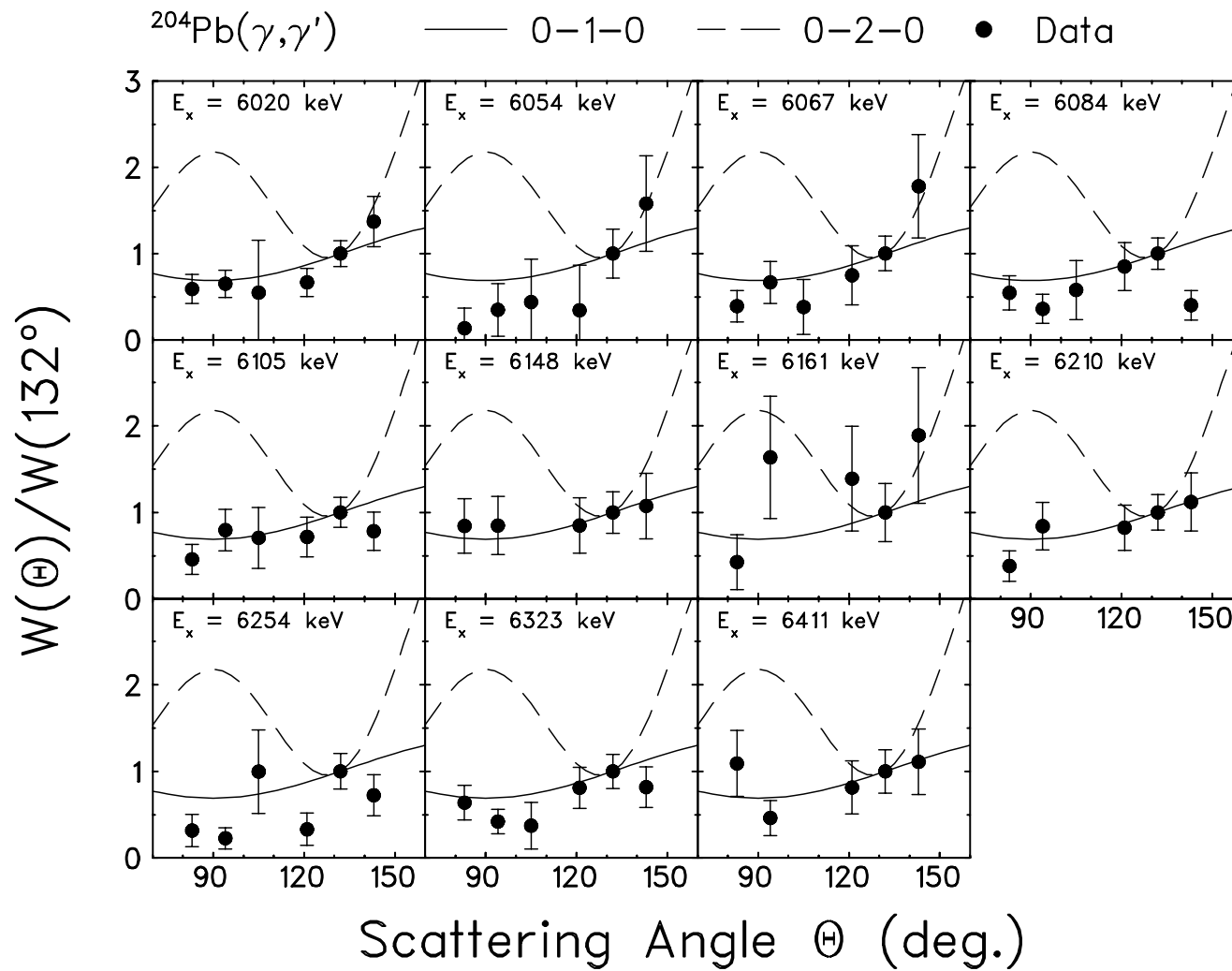


Abb. A.8: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{204}Pb (Fortsetzung).

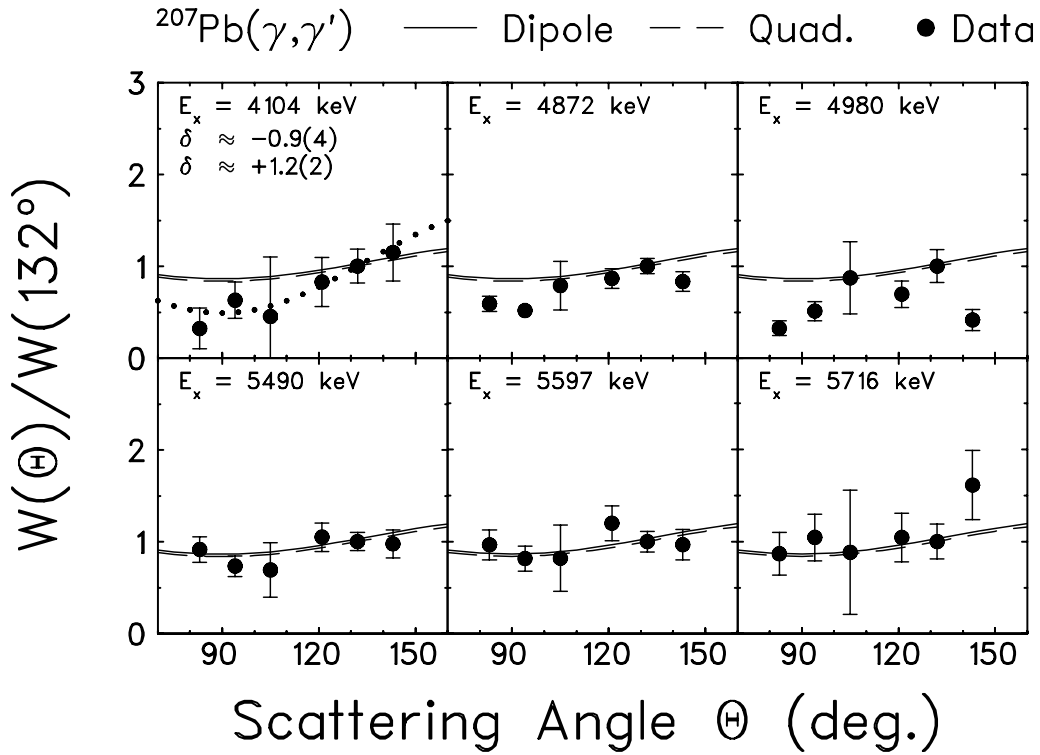


Abb. A.9: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{207}Pb aus der Messung an $^{206,207,208}\text{Pb}$. Die Verteilungen wurden auf den Wert bei $\Theta = 132^\circ$ normiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Kurven sind identisch und kennzeichnen für eine $(1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2)$ -Kaskade die Grenzfälle reiner Dipol- bzw. reiner Quadrupolübergänge. Die gepunktete Kurve für die Anregung bei 4104 keV zeigt eine Anpassung an die Meßdaten mit dem angegebenen Mischungsparameter. Die Winkelverteilung für die Sequenz $1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$ ist völlig isotrop und wird hier nicht dargestellt.

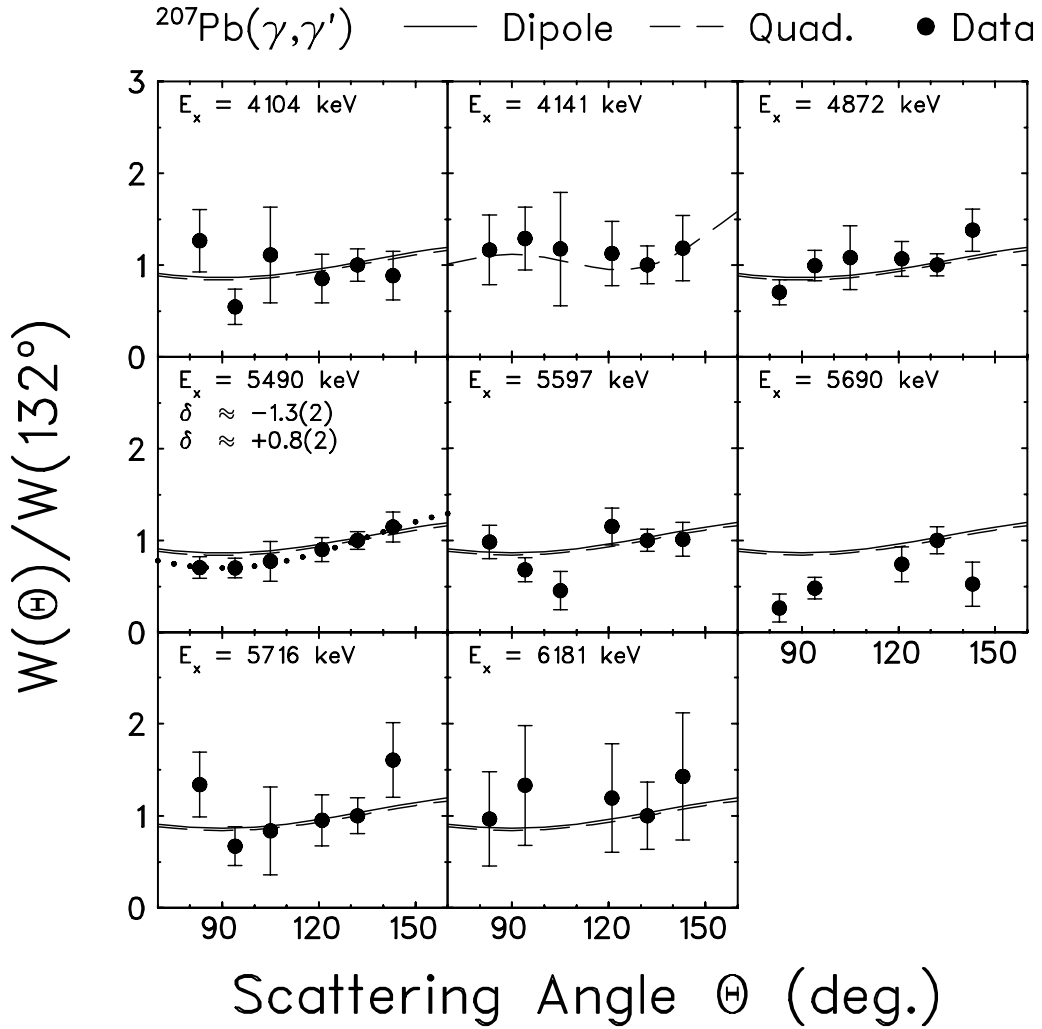


Abb. A.10: Sechspunkt-Winkelverteilung für Grundzustandsübergänge in ^{207}Pb aus der Messung an $^{204,206,207,208}\text{Pb}$. Die Verteilungen wurden auf den Wert bei $\Theta = 132^\circ$ normiert. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Kurven sind identisch und kennzeichnen für eine $(1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 1/2)$ -Kaskade die Grenzfälle reiner Dipol- bzw. reiner Quadrupolübergänge. Für den Übergang bei 4141 keV zeigt die gestrichelte Kurve eine Quadrupolanregung eines Niveaus mit $J = 5/2$. Die gepunktete Kurve für die Anregung bei 5490 keV zeigt eine Anpassung an die Meßdaten mit dem angegebenen Mischungsparameter. Die Winkelverteilung für die Sequenz $1/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 1/2$ ist völlig isotrop und wird hier nicht dargestellt.

Quellenverzeichnis

- [1] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Bd. I (Benjamin, Reading/MA., 1969)
- [2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Bd. II (Benjamin, Reading/MA., 1975)
- [3] P. Ring, P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer, New York, 1980)
- [4] A. Richter, Nucl. Phys. A **553** (1993) 417c
- [5] J. Speth, J. Wambach, in: J. Speth (Hg.) *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei* (World Scientific, Singapore, 1991) 1
- [6] B. L. Berman, S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713
- [7] F. R. Metzger, Prog. in Nucl. Phys. **7** (1959) 53
- [8] U. Kneissl, H. H. Pitz, A. Zilges, Prog. Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 349
- [9] I. Y. Lee, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** (1997) 65
- [10] J. Gerl, R. M. Lieder (Hg.), *EUROBALL III* (GSI, Darmstadt, 1992)
- [11] D. Habs, D. Rudolph, P. Thirolf, C. Fischbeck, C. Gund, D. Schwalm, J. Eberth, E. Grosse, H. Prade, H. Emling, J. Gerl, R. M. Lieder, P. van Duppen, C. Rossi-Alvarez, M. Pignanelli, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** (1997) 111
- [12] J. Eberth, H. G. Thomas, D. Weisshaar, F. Becker, B. Fiedler, S. Skoda, P. von Brentano, C. Gund, L. Palafox, P. Reiter, D. Schwalm, D. Habs, T. Servene, R. Schwengner, H. Schnare, W. Schulze, H. Prade, G. Winter, A. Jungclaus, C. Lingk, C. Teich, K. P. Lieb, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** (1997) 29
- [13] D. Weißhaar, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1995), unveröffentlicht
- [14] A. Richter, in: S. Myers *et al.* (Hg.), *Proc. Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges/Barcelona, 1996* (Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 1996) 110
- [15] M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges, P. von Brentano, Phys. Rev. C **54** (1996) R449

- [16] M. Wilhelm, S. Kasemann, G. Pascovici, E. Radermacher, P. von Brentano, A. Zilges, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 577
- [17] V. Yu. Ponomarev, C. Stoyanov, N. Tsoneva, M. Grinberg, *Nucl. Phys. A* **635** (1998) 470
- [18] R.-D. Herzberg, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R. Fischer, N. Huxel, T. Klemme, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, *Phys. Lett. B* **390** (1997) 49
- [19] G. A. Bartholomew, E. D. Earle, A. J. Ferguson, J. W. Knowles, M. A. Lone, *Adv. Nucl. Phys.* **7** (1973) 229
- [20] M. Igashira, H. Kitazawa, M. Shimizu, H. Komano, N. Yamamuro, *Nucl. Phys. A* **457** (1986) 301
- [21] R. M. Laszewski, P. Rullhusen, S. D. Hoblit, S. F. LeBruin, *Phys. Rev. C* **34** (1986) R2013
- [22] R. Mohan, M. Danos, L. C. Biedenharn, *Phys. Rev. C* **3** (1971) 1740
- [23] J. Chambers, E. Zaremba, J. P. Adams, B. Castel, *Phys. Rev. C* **50** (1994) R2671
- [24] J. P. Adams, B. Castel, H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **53** (1996) 1016
- [25] F. Iachello, *Phys. Lett.* **160B** (1985) 1
- [26] K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. de Frenne, E. Jacobs, W. Mondelaers, L. Vovor, V. Yu. Ponomarev, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 2229
- [27] R.-D. Herzberg, C. Fransen, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, L. Käubler, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Phys. Rev. C* **60** (1999) 051307
- [28] M. J. Martin, *Nucl. Data Sheets* **47** (1986) 797;
Evaluated Experimental Nuclear Structure Data File, National Nuclear Data Center, Brookhaven/NY (1999)
- [29] M. Yeh, P. E. Garrett, C. A. McGrath, S. W. Yates, T. Belgya, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 1208
- [30] J. Enders, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, *Nucl. Phys. A* **612** (1997) 239

- [31] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, O. Scholten, Phys. Lett. **137B** (1984) 27
- [32] N. Lo Iudice, F. Palumbo, Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 1532
- [33] F. Iachello, Nucl. Phys. A **358** (1981) 89c
- [34] W. Ziegler, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2515
- [35] C. Rangacharyulu, A. Richter, H. J. Wörtche, W. Ziegler, R. F. Casten, Phys. Rev. C **43** (1991) R949
- [36] N. Lo Iudice, A. Richter, Phys. Lett. B **304** (1993) 193
- [37] P. von Neumann–Cosel, J. N. Ginocchio, H. Bauer, A. Richter, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4178
- [38] D. Zawischa, J. Phys. G **24** (1998) 683
- [39] I. Bauske, J. M. Arias, P. von Brentano, A. Frank, H. Friedrichs, R. D. Heil, R.–D. Herzberg, F. Hoyler, P. van Isacker, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 975
- [40] P. G. Hansen, B. Jonson, A. Richter, Nucl. Phys. A **518** (1990) 13
- [41] N. Huxel, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1997) unveröffentlicht
- [42] J. Enders, N. Huxel, P. von Neumann–Cosel, A. Richter, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2010
- [43] J. Enders, N. Huxel, U. Kneissl, P. von Neumann–Cosel, H. H. Pitz, A. Richter, Phys. Rev. C **57** (1998) 996
- [44] N. Huxel, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R.–D. Herzberg, P. von Neumann–Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, C. Rangacharyulu, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, Nucl. Phys. A **645** (1999) 239
- [45] R. U. Haq, A. Pandey, O. Bohigas, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1086
- [46] C. E. Porter, *Statistical Theories of Spectra: Fluctuations* (Academic Press, New York, London, 1965)
- [47] M. L. Mehta, *Random Matrices* (Academic Press, San Diego, 1991)

- [48] O. Bohigas, in: M.-J. Giannoni *et al.* (Hg.), *1989 Les Houches Summer School on Theoretical Physics, Session LII: Chaos and Quantum Physics* (North-Holland, Amsterdam, 1991) 87
- [49] T. Guhr, A. Müller-Groeling, H. A. Weidenmüller, *Phys. Rep.* **299** (1998) 189
- [50] A. Richter, in: D. A. Hejhal *et al.* (Hg.), *Emerging Applications of Number Theory: The IMA Volumes in Mathematics and its Applications*, Bd. 109 (Springer, New York, 1999) 479
- [51] J. F. Shrinier Jr., G. E. Mitchell, T. von Egidy, *Z. Phys. A* **338** (1991) 309
- [52] J. D. Garrett, J. Q. Robinson, A. J. Foglia, H.-Q. Jin, *Phys. Lett. B* **392** (1997) 24
- [53] J. Enders, H. Kaiser, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, *Phys. Rev. C* **59** (1999) R1851
- [54] J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, H. Kaiser, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, *Nucl. Phys. A*, eingereicht
- [55] T. Chapuran, R. Vodhanel, M. K. Brussel, *Phys. Rev. C* **22** (1980) 1420
- [56] N. Pietralla, Diplomarbeit, Universität zu Köln (1993), unveröffentlicht
- [57] N. Pietralla, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, W. Geiger, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, A. Zilges, *Phys. Rev. C* **51** (1995) 1021
- [58] J. H. Hubbell, H. A. Gimm, I. Øverbø, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **9** (1980) 1023
- [59] H. Frauenfelder, R. M. Steffen, in: K. Siegbahn (Hg.), *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Bd. 2 (North-Holland, Amsterdam, 1966) 997
- [60] L. C. Biedenharn, M. E. Rose, *Rev. Mod. Phys.* **25** (1953) 729
- [61] H. J. Rose, D. M. Brink, *Rev. Mod. Phys.* **39** (1967) 306
- [62] K. S. Krane, R. M. Steffen, *Phys. Rev. C* **2** (1970) 724
- [63] L. W. Fagg, S. S. Hanna, *Rev. Mod. Phys.* **31** (1959) 711
- [64] W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, M. Uhl, *Nucl. Phys. A* **217** (1973) 269
- [65] T. von Egidy, H. H. Schmidt, A. N. Behkami, *Nucl. Phys. A* **481** (1988) 189
- [66] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.* **43** (1965) 1446

- [67] F. J. Dyson, M. L. Mehta, J. Math. Phys. **4** (1963) 701
- [68] E. P. Wigner, *Proc. Conference on Neutron Physics by Time-of-Flight, Gatlinburg/TN, 1956*, Oak Ridge National Laboratory Report 2309 (1956) 59
- [69] R. Aurich, J. Bolte, F. Steiner, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 1356
- [70] O. Bohigas, M. J. Giannoni, C. Schmit, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1
- [71] M. R. Zirnbauer, J. J. M. Verbaarschot, H. A. Weidenmüller, Nucl. Phys. A **411** (1983) 161
- [72] M. V. Berry, M. Robnik, J. Phys. A **17** (1984) 2413
- [73] U. Nething, M. Galemann, H. Genz, M. Höfer, P. Hoffmann-Stascheck, J. Hormes, A. Richter, J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. **72** (1995) 2411
- [74] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, V. L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn, J. P. F. Sellschop, Appl. Phys. Lett. **70** (1997) 267
- [75] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, Nucl. Instr. and Meth. A **429** (1999) 21
- [76] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskiy, A. Richter, J. P. F. Sellschop, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 270
- [77] H. Diesener, U. Helm, G. Herbert, V. Huck, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, G. Schrieder, A. Stascheck, A. Stiller, J. Ryckebusch, J. Carter, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1994
- [78] S. Strauch, Nucl. Phys. A **649** (1999) 85c
- [79] C. Lüttge, C. Hofmann, J. Horn, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, A. Stiller, D. I. Sober, S. K. Matthews, L. W. Fagg, Nucl. Instr. and Meth. A **366** (1995) 325
- [80] P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, S. Nishizaki, V. Yu. Ponomarev, C. Rangacharyulu, B. Reitz, A. Richter, G. Schrieder, D. I. Sober, T. Waindzoch, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1105
- [81] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer, H. Theissen, Nucl. Instr. and Meth. **153** (1978) 17
- [82] H. Kaiser, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (1998), unveröffentlicht
- [83] W. P. Ziegler, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1990), D 17

- [84] J. Eberth, P. von Brentano, W. Teichert, T. Mylaeus, R. M. Lieder, W. Gast, G. Hebbinghaus, H. Jäger, K. H. Maier, H. Grawe, H. Kluge, D. Schwalm, J. Gerl, H. Hübel, R. Henck, D. Gutknecht, Nucl. Phys. A **520** (1990) 669c
- [85] J. Eberth, P. von Brentano, W. Teichert, H. G. Thomas, A. von der Werth, R. M. Lieder, H. Jäger, H. Kämmerling, D. Kutchin, K. H. Maier, M. Berst, D. Gutknecht, R. Henck, Prog. Part. Nucl. Phys. **28** (1992) 495
- [86] J. Eberth, H. G. Thomas, P. von Brentano, R. M. Lieder, H. M. Jäger, H. Kämmerling, M. Berst, D. Gutknecht, R. Henck, Nucl. Instr. and Meth. A **369** (1996) 135
- [87] H. G. Thomas, Dissertation, Universität zu Köln (1995), D 38 (Verlag Dr. Köster, Berlin, 1995)
- [88] M. Wilhelm, J. Eberth, G. Pascovici, E. Radermacher, H. G. Thomas, P. von Brentano, H. Prade, R. M. Lieder, Nucl. Instr. and Meth. A **381** (1996) 462
- [89] L. M. Garcia-Raffi, J. L. Tain, J. Bea, A. Gadea, L. Palafox, J. Rico, B. Rubio, Nucl. Instr. and Meth. A **359** (1995) 628
- [90] B. Schlitt, U. Maier, H. Friedrichs, S. Albers, I. Bauske, P. von Brentano, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **337** (1994) 416
- [91] N. Nicolay, *Software-Dokumentation: FERA-Analysator unter LynxOS*, Universität zu Köln (1995), unveröffentlicht
- [92] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, H. Wolters, Programm vs (Version 6.65), Universität zu Köln (1992), unveröffentlicht
- [93] R. Wirowski, S. Albers, *fera library v3.0*, Universität zu Köln (1992), unveröffentlicht
- [94] Application Software Group, *GEANT – Detector description and simulation tool*, Version 3.21, CERN Program Library Long Writeup W5013 (CERN, Genf, 1994)
- [95] W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers, *The EGS4 Code System*, SLAC Report **265** (1985)
- [96] S. Lindenstruth, A. Degener, R. D. Heil, A. Jung, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, P. Schacht, U. Seemann, R. Stock, C. Wesselborg, Nucl. Instr. and Meth. A **300** (1991) 291
- [97] N. Huxel, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1992), unveröffentlicht

- [98] P. von Neumann–Cosel, N. Huxel, A. Richter, C. Spieler, J. J. Carroll, C. B. Collins, Nucl. Instr. and Meth. A **338** (1994) 425
- [99] L. I. Schiff, Phys. Rev. **83** (1951) 252
- [100] D. Belic, C. Arlandini, J. Besserer, J. de Boer, J. J. Carroll, J. Enders, T. Hartmann, F. Käppeler, H. Kaiser, U. Kneissl, M. Loewe, H. J. Maier, H. Maser, P. Mohr, P. von Neumann–Cosel, A. Nord, H. H. Pitz, M. Schumann, S. Volz, A. Zilges, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 5242
- [101] D. Belic, private Mitteilung (1999)
- [102] R. Moreh, W. C. Sellyey, R. Vodhanel, Phys. Rev. C **22** (1980) 1820
- [103] N. Huxel, Programm ATT, Technische Hochschule Darmstadt (1993), unveröffentlicht
- [104] E. Storm, H. I. Israel, Nucl. Data Tables A **7** (1970) 565
- [105] Application Software Group, *CERNLIB*, CERN Program Library Short Writeups E112 (CERN, Genf, 1995)
- [106] S. Skoda, private Mitteilung (1995)
- [107] C. P. Swann, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 1449
- [108] D. F. Coope, L. E. Cannell, M. K. Brussel, Phys. Rev. C **15** (1977) 1977
- [109] C. P. Swann, J. Franklin Inst. **298** (1974) 321
- [110] J. W. Knowles, A. M. Khan, W. F. Mills, Can. J. Phys. **56** (1978) 1021
- [111] K. Ackermann, K. Bangert, U. E. P. Berg, G. Junghans, R. K. M. Schneider, R. Stock, K. Wienhard, Nucl. Phys. A **372** (1981) 1
- [112] K. Wienhard, K. Ackermann, K. Bangert, U. E. P. Berg, C. Bläsing, W. Naatz, A. Ruckelshausen, D. Rück, R. K. M. Schneider, R. Stock, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 18
- [113] R. M. Laszewski, P. Axel, Phys. Rev. C **19** (1979) 342
- [114] J. Heisenberg, J. Lichtenstadt, C. N. Papanicolas, J. S. McCarthy, Phys. Rev. C **25** (1982) 2292
- [115] P. A. Dickey, Nucl. Phys. A **363** (1981) 9

- [116] E. Radermacher, M. Wilhelm, S. Albers, J. Eberth, N. Nicolay, H. G. Thomas, H. Tiesler, P. von Brentano, R. Schwengner, S. Skoda, G. Winter, K. H. Maier, Nucl. Phys. A **597** (1996) 408
- [117] M. Schramm, K. H. Maier, M. Rejmund, L. D. Wood, N. Roy, A. Kuhnert, A. Aprahamian, J. Becker, M. Brinkman, D. J. Decman, E. A. Henry, R. Hoff, D. Manatt, L. G. Mann, R. A. Meyer, W. Stoeffl, G. L. Struble, T.-F. Wang, Phys. Rev. C **56** (1997) 1320
- [118] J. G. Cramer, P. von Brentano, G. W. Phillips, H. Ejiri, S. M. Ferguson, W. J. Braithwaite, Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 297
- [119] T. D. Poelheken, Proefschrift, Rijksuniversiteit Groningen (1989)
- [120] S. Müller, G. Kuchler, A. Richter, H. P. Blok, H. Blok, C. W. de Jager, H. de Vries, J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 293
- [121] S. Müller, A. Richter, E. Spamer, W. Knüpfer, B. C. Metsch, Phys. Lett. **120B** (1983) 305
- [122] R. S. Hicks, R. L. Huffman, R. A. Lindgren, B. Parker, G. A. Peterson, S. Raman, C. P. Sargent, Phys. Rev. C **26** (1982) 920
- [123] R.-W. Frey, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1978), D 17
- [124] R. G. Helmer, M. A. Lee, Nucl. Data Sheets **61** (1990) 93;
Evaluated Experimental Nuclear Structure Data File, National Nuclear Data Center, Brookhaven/NY (1998)
- [125] R. Ratzek, U. E. P. Berg, C. Bläsing, A. Jung, S. Schennach, R. Stock, F.-J. Urban, H. Wickert, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 568
- [126] W. A. Lanford, G. M. Crawley, Phys. Rev. C **9** (1974) 646; *ibid.* **10** (1974) 427 (Erratum)
- [127] J. F. Ziegler, G. A. Peterson, Phys. Rev. **165** (1968) 1337
- [128] J. K. Dickens, Phys. Rev. C **28** (1983) 916
- [129] W. A. Lanford, Phys. Rev. C **16** (1977) 988
- [130] M. Schanz, A. Richter, E. Lipparini, Phys. Rev. C **36** (1987) 555
- [131] E. R. Flynn, R. A. Broglia, R. Liotta, B. S. Nilsson, Nucl. Phys. A **221** (1974) 509
- [132] J. E. Finck, G. M. Crawley, J. A. Nolen Jr., R. T. Kouzes, Nucl. Phys. A **407** (1983) 163

- [133] M. R. Schmorak, Nucl. Data Sheets **72** (1994) 409;
Evaluated Experimental Nuclear Structure Data File, National Nuclear Data Center, Brookhaven/NY (1998)
- [134] M. J. Martin, Nucl. Data Sheets **70** (1993) 315;
Evaluated Experimental Nuclear Structure Data File, National Nuclear Data Center, Brookhaven/NY (1999)
- [135] A. Nord, S. W. Yates, O. Beck, D. Belic, P. von Brentano, T. Eckert, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Werner, Phys. Rev. C **57** (1998) 3459
- [136] W. T. Wagner, G. M. Crawley, G. R. Hammerstein, Phys. Rev. C **11** (1975) 486
- [137] N. L. Back, J. G. Cramer, Phys. Rev. C **28** (1983) 1040
- [138] R. A. Gatenby, J. R. Vanhoy, E. M. Baum, E. L. Johnson, S. W. Yates, T. Belgia, B. Fazekas, A. Veres, G. Molnar, Phys. Rev. C **41** (1990) R414
- [139] S. J. Robinson, J. Jolie, H. G. Börner, P. Schillebeeckx, S. Ulbig, K. P. Lieb, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 412
- [140] P. E. Garrett, H. Lehmann, J. Jolie, C. A. McGrath, M. Yeh, S. W. Yates, Phys. Rev. C **59** (1999) 2455
- [141] T. Belgia, R. A. Gatenby, E. M. Baum, E. L. Johnson, D. P. DiPrete, S. W. Yates, B. Fazekas, G. Molnár, Phys. Rev. C **95** (1995) R2314
- [142] V. G. Soloviev, *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1992)
- [143] R.-D. Herzberg, I. Bauske, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer, W. Geiger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, Nucl. Phys. A **592** (1995) 211
- [144] K. Goveart, L. Govor, E. Jacobs, D. de Frenne, W. Mondelaers, K. Persyn, M. L. Yoneama, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, K. Huber, S. Lindenstruth, R. Stock, K. Heyde, A. Vdovin, V. Yu. Ponomarev, Phys. Lett. B **335** (1994) 113
- [145] R. Georgii, P. von Neumann-Cosel, T. von Egidy, M. Grinberg, V. A. Khitrov, J. Ott, P. Prokofjevs, A. Richter, W. Schauer, C. Schlegel, R. Schulz, L. J. Simonova, C. Stoyanov, A. M. Sukhovoij, A. V. Vojnov, Phys. Lett. B **351** (1995) 82
- [146] R. Schwengner, G. Winter, W. Schauer, M. Grinberg, F. Becker, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, T. von Egidy, R.-D. Herzberg, N. Huxel, L. Käubler, P. von

- Neumann–Cosel, N. Nicolay, J. Ott, N. Pietralla, H. Prade, S. Raman, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, H. Schnare, T. Servene, S. Skoda, T. Steinhardt, C. Stoyanov, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, A. Zilges, Nucl. Phys. A **620** (1997) 277; *ibid.* **624** (1997) 776 (Erratum)
- [147] J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. de Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.–D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, V. Werner, Phys. Rev. C **59** (1999) 1930
- [148] J. Enders, P. von Brentano, J. Eberth, R.–D. Herzberg, N. Huxel, H. Lenske, P. von Neumann–Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, Nucl. Phys. A **636** (1998) 139
- [149] L. Käubler, H. Schnare, R. Schwengner, P. von Brentano, F. Döna, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, M. Grinberg, E. Grosse, R.–D. Herzberg, H. Kaiser, P. von Neumann–Cosel, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, S. Skoda, C. Stoyanov, H. G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, Eur. Phys. J. A, im Druck
- [150] N. Pietralla, Phys. Rev. C **59** (1999) 2941
- [151] V. Yu. Ponomarev, Eur. Phys. J. A **6** (1999) 243
- [152] A. M. Oros, K. Heyde, C. de Coster, B. Decroix, Phys. Rev. C **57** (1998) 990
- [153] K. Govaert, W. Mondelaers, E. Jacobs, D. de Frenne, K. Persyn, S. Pommé, M.–L. Yoneama, S. Lindenstruth, K. Huber, A. Jung, B. Starck, R. Stock, C. Wesselborg, R.–D. Heil, U. Kneissl, H. H. Pitz, Nucl. Instr. and Meth. A **337** (1994) 265
- [154] J. Reif, P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, R.–D. Herzberg, N. Huxel, L. Käubler, P. von Neumann–Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, A. Richter, C. Schlegel, H. Schnare, R. Schwengner, T. Servene, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges Nucl. Phys. A **620** (1997) 1
- [155] E. Lipparini, A. Richter, Phys. Lett. **144B** (1984) 13
- [156] T. D. Poelheken, S. K. B. Hesmondhalgh, H. J. Hofmann, A. van der Woude, M. N. Harakeh, Phys. Lett. B **278** (1992) 423
- [157] C. Gaarde, J. Rapaport, T. N. Taddeucci, C. D. Goodman, C. C. Foster, D. E. Bainum, C. A. Goulding, M. B. Greenfield, D. J. Horen, E. Sugarbaker, Nucl. Phys. A **369** (1981) 258
- [158] H. P. Morsch, P. Decowski, W. Benenson, Nucl. Phys. A **297** (1978) 317

- [159] S. L. Dietrich, B. L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* **38** (1988) 199
- [160] J. Kopecky, M. Uhl, *Phys. Rev. C* **41** (1990) 1941
- [161] V. Yu. Ponomarev, private Mitteilung (1999)
- [162] V. Yu. Ponomarev, P. von Neumann–Cosel, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 501
- [163] A. Gargano, private Mitteilung (1999)
- [164] L. Coraggio, A. Covello, A. Gargano, N. Itaco, T. T. S. Kuo, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 3346
- [165] R. Machleidt, K. Holinde, C. Elster, *Phys. Rep.* **149** (1987) 1
- [166] F. R. Metzger, *Ann. Phys.* **66** (1971) 697
- [167] H. Ohgaki, H. Toyokawa, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, K. Yamada, R. Suzuki, T. Ohdaira, N. Sei, T. Yamazaki, *Nucl. Phys. A* **649** (1999) 73c
- [168] R. M. Laszewski, P. Rullhusen, S. D. Hoblit, S. F. LeBrun, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 530
- [169] C. Djalali, M. Morlet, N. Marty, J. van de Wiele, A. Willis, F. T. Baker, L. Bimbot, C. Glashauser, J. Guillot, H. Langevin–Joliot, L. Rosier, E. Tomasi–Gustafsson, *Phys. Rev. C* **59** (1999) 118
- [170] R. M. Laszewski, J. Wambach, *Comm. Nucl. Part. Phys.* **14** (1985) 321
- [171] V. Yu. Ponomarev, A. Vdovin, C. Velchev, *J. Phys. G* **13** (1987) 1523
- [172] J. Blomqvist, *Phys. Lett.* **33B** (1970) 541
- [173] R. Broglia, V. Paar, D. R. Bes, *Phys. Lett.* **37B** (1971) 159; *ibid.* 257
- [174] I. Hamamoto, *Phys. Rep.* **10** (1974) 65
- [175] P. Schuck, *Z. Phys. A* **279** (1976) 31
- [176] S. Landowne, C. H. Dasso, R. A. Broglia, A. Winther, *Phys. Lett.* **70B** (1977) 292
- [177] J. Dehuang, F. Deji, *J. Phys. G* **16** (1990) 1685
- [178] P. Kleinheinz, J. Styczen, M. Piiparinen, J. Blomqvist, M. Kortelahti, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1457
- [179] S. Lunardi, P. Kleinheinz, M. Piiparinen, M. Ogawa, M. Lach, J. Blomqvist, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1531

- [180] L. Bargioni, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti–Sona, D. Bazzacco, S. Lunardi, P. Pavan, C. Rossi–Alvarez, G. de Angelis, G. Maron, J. Rico, *Phys. Rev. C* **51** (1995) R1057
- [181] M. A. J. Mariscotti, D. R. Bes, S. L. Reich, H. M. Sofia, P. Hubgerford, S. A. Kerr, K. Schreckenbach, D. D. Warner, W. F. Davidson, W. Gelletly, *Nucl. Phys. A* **407** (1983) 98
- [182] R. Julin, J. Kantele, J. Kumpalainen, M. Luontama, A. Passoja, W. Trazaska, E. Verho, J. Blomqvist, *Phys. Rev. C* **36** (1987) 1129
- [183] M. Schramm, H. Grawe, J. Heese, H. Kluge, K. H. Maier, R. Schubart, R. Broda, J. Grebosz, W. Krolas, A. Maj, J. Blomqvist, *Z. Phys. A* **344** (1992) 121
- [184] H. J. Wollersheim, P. Egelhof, H. Emling, J. Gerl, W. Henning, R. Holzmann, R. Schmidt, R. S. Simon, N. Martin, G. Eckert, T. W. Elze, K. Stelzer, R. Kulesa, G. Duchene, B. Haas, J. C. Merdinger, J. P. Vivien, J. de Boer, E. Hauber, K. Kaiser, P. von Brentano, R. Reinhardt, R. Wirowski, R. Julin, C. Fahlander, I. Thorslund, H. Kluge, *Z. Phys. A* **341** (1992) 137
- [185] E. F. Moore, W. Henning, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, S. J. Sanders, I. Ahmad, H. Amro, D. Blumenthal, M. P. Carpeneter, B. Crowell, M. W. Drigert, D. Gassmann, R. G. Henry, T. Lauritsen, C. J. Lister, D. Nisius, *Nucl. Instr. and Meth. B* **99** (1995) 308
- [186] B. D. Valnion, W. Oelmaier, D. Hofer, E. Zanotti–Müller, G. Graw, U. Atzrott, F. Hoyler, G. Staudt, *Z. Phys. A* **350** (1994) 11
- [187] M. Yeh, M. Kadi, P. E. Garrett, C. A. McGrath, S. W. Yates, T. Belgya, *Phys. Rev. C* **57** (1998) R2085
- [188] P. von Neumann–Cosel, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **38** (1997) 213
- [189] J. Enders, P. von Neumann–Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **38** (1997) 63
- [190] B. D. Valnion, Dissertation, Ludwig–Maximilians–Universität München (Utz–Verlag, München, 1998)
- [191] K. Vetter, A. O. Macchiavelli, D. Cline, H. Amro, S. J. Asztalos, B. C. Busse, R. M. Clark, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, P. Fallon, R. Gray, R. V. F. Janssens, R. Krücken, I. Y. Lee, R. W. MacLeod, E. F. Moore, G. J. Schmid, M. W. Simon, F. S. Stephens, C. Y. Wu, *Phys. Rev. C* **58** (1998) R2631
- [192] Y. Fujita, M. Fujiwara, S. Morinobu, I. Katayama, T. Yamazaki, T. Itahashi, H. Ikegami, S. I. Hayakawa, *Phys. Rev. C* **32** (1985) 425

- [193] G. J. Igo, P. D. Barnes, E. R. Flynn, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1970) 470
- [194] M. Schumacher, P. Rullhusen, *Nucl. Instr. and Meth.* **166** (1979) 85
- [195] C. Djalali, N. Marty, M. Morlet, A. Willis, J. C. Jourdain, D. Bohle, A. Richter, G. P. A. Berg, B. Brinkmüller, J. G. M. Römer, F. Osterfeld, M. Yabe, *Phys. Lett.* **164B** (1985) 269
- [196] D. Frekers, H. J. Wörtche, A. Richter, R. Abegg, R. E. Azuma, A. Celler, C. Chan, T. E. Drake, R. Helmer, K. P. Jackson, J. D. King, C. A. Miller, R. Schubank, M. C. Vetterli, S. Yen, *Phys. Lett. B* **244** (1990) 178
- [197] U. E. P. Berg, C. Bläsing, J. Drexler, R. D. Heil, U. Kneissl, W. Naatz, R. Ratzek, S. Schennach, R. Stock, T. Weber, H. Wickert, B. Fischer, H. Hollick, D. Kollewe, *Phys. Lett.* **149B** (1984) 59
- [198] D. Bohle, A. Richter, U. E. P. Berg, J. Drexler, R. D. Heil, U. Kneissl, H. Metzger, R. Stock, B. Fischer, H. Hollick, D. Kollewe, *Nucl. Phys. A* **458** (1986) 205
- [199] P. von Brentano, J. Eberth, J. Enders, L. Esser, R.-D. Herzberg, N. Huxel, H. Meise, P. von Neumann-Cosel, N. Nicolay, N. Pietralla, H. Prade, J. Reif, A. Richter, C. Schlegel, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, I. Wiedenhöver, G. Winter, A. Zilges, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 2029
- [200] H. Maser, N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, A. Zilges, *Phys. Rev. C* **54** (1996) R2129
- [201] T. Guhr, H. Diesener, A. Richter, C. W. de Jager, H. de Vries, P. K. A. de Witt-Huberts, *Z. Phys. A* **336** (1990) 159
- [202] R. D. Heil, H. H. Pitz, U. E. P. Berg, U. Kneissl, K.-D. Hummel, G. Kilgus, D. Bohle, A. Richter, C. Wesselborg, P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **476** (1988) 39
- [203] J. Margraf, A. Degener, H. Friedrichs, R. D. Heil, A. Jung, U. Kneissl, S. Lindenstruth, H. H. Pitz, H. Schacht, U. Seemann, R. Stock, C. Wesselborg, P. von Brentano, A. Zilges, *Phys. Rev. C* **42** (1990) 771
- [204] S. G. Rohozinski, W. Greiner, *Z. Phys. A* **322** (1985) 271
- [205] K. Heyde, C. de Coster, A. Richter, H.-J. Wörtche, *Nucl. Phys. A* **549** (1992) 103
- [206] B. H. Smith, X.-W. Pan, D. H. Feng, M. Guidry, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3086
- [207] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, H. H. Pitz, A. Zilges, *Phys. Rev. C* **52** (1995) R2317

- [208] A. Richter, Prog. Part. Nucl. Phys. **34** (1995) 261
- [209] N. Lo Iudice, A. Richter, Phys. Lett. B **228** (1989) 291
- [210] D. Zawischa, J. Speth, Z. Phys. A **339** (1991) 97
- [211] A. Faessler, Prog. Part. Nucl. Phys. **38** (1997) 195
- [212] J. Margraf, T. Eckert, M. Rittner, I. Bauske, O. Beck, U. Kneissl, H. Maser, H. H. Pitz, A. Schiller, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, N. Pietralla, A. Zilges, H. Friedrichs, Phys. Rev. C **52** (1995) 2429
- [213] C. Schlegel, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, P. van Isacker, Phys. Lett. B **375** (1996) 21
- [214] A. Nord, A. Schiller, T. Eckert, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, D. Jäger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, M. Rittner, A. Zilges, Phys. Rev. C **54** (1996) 2287
- [215] J. N. Ginocchio, A. Leviatan, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 813
- [216] J. Besserer, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, D. Jäger, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, Phys. Rev. C **56** (1997) 1276
- [217] R.-D. Herzberg, C. Fransen, R. Fischer, O. Beck, D. Belic, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, U. Kneissl, B. Krischok, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Wolpert, A. Zilges, Phys. Rev. C **56** (1997) 2484
- [218] A. Wolpert, O. Beck, D. Belic, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, C. Fransen, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, Phys. Rev. C **58** (1998) 765
- [219] D. Bohle, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1985), D 17
- [220] I. Hamamoto, S. Åberg, Phys. Lett. **145B** (1984) 163
- [221] S. J. Freeman, R. Chapman, J. L. Durell, M. A. C. Hotchkis, F. Khazaie, J. C. Lisle, J. N. Mo, A. M. Bruce, R. A. Cunningham, P. V. Drumm, D. D. Warner, J. D. Garrett, Phys. Lett. B **222** (1989) 347
- [222] H. J. Wörtche, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt (1994), D 17
- [223] C. de Coster, K. Heyde, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 2797
- [224] R. R. Hilton, W. Höhenberger, P. Ring, Eur. Phys. J. A **1** (1998) 257

- [225] G. Alaga, K. Alder, A. Bohr, B. Mottelson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **29** (1955) Nr. 9
- [226] A. Zilges, P. von Brentano, A. Richter, R. D. Heil, U. Kneissl, H. H. Pitz, C. Wesselborg, Phys. Rev. C **42** (1990) 1945
- [227] U. Kneissl, A. Zilges, J. Margraf, I. Bauske, P. von Brentano, H. Friedrichs, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, H. H. Pitz, B. Schlitt, C. Wesselborg, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2180
- [228] H. Maser, S. Lindenstruth, I. Bauske, O. Beck, P. von Brentano, T. Eckert, H. Friedrichs, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, A. Jung, U. Kneissl, J. Margraf, N. Pietralla, H. H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, Phys. Rev. C **53** (1996) 2749
- [229] T. Eckert, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, R. Fischer, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, S. W. Yates, A. Zilges, Phys. Rev. C **56** (1997) 1256
- [230] H. H. Pitz, R. D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann, R. Stock, C. Wesselborg, A. Zilges, P. von Brentano, S. D. Hoblit, A. M. Nathan, Nucl. Phys. A **509** (1990) 587
- [231] W. Ziegler, N. Huxel, P. von Neumann-Cosel, C. Rangacharyulu, A. Richter, C. Spieler, C. de Coster, K. Heyde, Nucl. Phys. A **564** (1993) 366
- [232] U. Hartmann, D. Bohle, F. Humbert, A. Richter, Nucl. Phys. A **499** (1989) 93;
U. Hartmann, Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt (1986), unveröffentlicht
- [233] H. H. Pitz, U. E. P. Berg, R. D. Heil, U. Kneissl, R. Stock, C. Wesselborg, P. von Brentano, Nucl. Phys. A **492** (1989) 411
- [234] H. Friedrichs, D. Häger, P. von Brentano, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, D. Müller, H. H. Pitz, B. Schlitt, M. Schumacher, C. Wesselborg, A. Zilges, Nucl. Phys. A **567** (1994) 266
- [235] C. Wesselborg, P. von Brentano, K. O. Zell, R. D. Heil, H. H. Pitz, U. E. P. Berg, U. Kneissl, S. Lindenstruth, U. Seemann, R. Stock, Phys. Lett. **207B** (1988) 22
- [236] A. Zilges, P. von Brentano, C. Wesselborg, R. D. Heil, U. Kneissl, S. Lindenstruth, H. H. Pitz, U. Seemann, R. Stock, Nucl. Phys. A **507** (1990) 399
- [237] N. Pietralla, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R. Fischer, C. Fransen, R.-D. Herzberg, D. Jäger, R. V. Jolos, U. Kneissl, B. Krischok, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, H. H. Pitz, M. Rittner, A. Schiller, A. Zilges, Nucl. Phys. A **618** (1997) 141

- [238] R.-D. Herzberg, A. Zilges, P. von Brentano, R. D. Heil, U. Kneissl, J. Margraf, H. H. Pitz, H. Friedrichs, S. Lindenstruth, C. Wesselborg, Nucl. Phys. A **563** (1993) 445
- [239] C. Fransen, B. Krischok, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, T. Eckert, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, H. H. Pitz, A. Zilges, Phys. Rev. C **59** (1999) 2264
- [240] D. R. Bes, R. A. Broglia, Phys. Lett. **137B** (1984) 141
- [241] I. Hamamoto, C. Magnusson, Phys. Lett. B **260** (1991) 6
- [242] N. Pietralla, P. von Brentano, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, N. Lo Iudice, H. Maser, H. H. Pitz, A. Zilges, Phys. Rev. C **58** (1998) 184
- [243] E. Lipparini, S. Stringari, Phys. Lett. **130B** (1983) 139
- [244] E. Lipparini, S. Stringari, Phys. Rep. **175** (1989) 103
- [245] R. Nojarov, Z. Bochnacki, A. Faessler, Z. Phys. A **324** (1986) 289
- [246] P. Raghavan, At. Data Nucl. Data Tables **42** (1989) 189
- [247] O. Bohigas, A. M. Lane, J. Martorell, Phys. Rep. **51** (1979) 267
- [248] A. van der Woude, in: J. Speth (Hg.), *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, (World Scientific, Singapore, 1991) 100
- [249] S. Jang, Nucl. Phys. A **401** (1983) 303
- [250] H. J. Wörtche, C. Rangacharyulu, A. Richter, D. Frekers, R. Abegg, K. P. Jackson, O. Häusser, R. S. Henderson, D. A. Hutcheon, C. A. Miller, A. Trudel, M. C. Vetterli, S. Yen, N. Lo Iudice, in Vorbereitung
- [251] V. G. Soloviev, A. V. Sushkov, N. Yu. Shirikova, N. Lo Iudice, Nucl. Phys. A **600** (1996) 155
- [252] A. Willis, M. Morlet, N. Marty, C. Djalali, D. Bohle, H. Diesener, A. Richter, H. Stein, Nucl. Phys. A **499** (1989) 367
- [253] A. Degener, C. Bläsing, R. D. Heil, A. Jung, U. Kneissl, H. H. Pitz, H. Schacht, S. Schennach, R. Stock, C. Wesselborg, Nucl. Phys. A **513** (1990) 29
- [254] N. Pietralla, C. Fransen, D. Belic, P. von Brentano, C. Frießner, U. Kneissl, A. Linnemann, A. Nord, H. H. Pitz, T. Otsuka, I. Schneider, V. Werner, I. Wiedenhöver, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1303

- [255] W. Geiger, Z. Németh, I. Bauske, P. von Brentano, R. D. Heil, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, C. Wesselborg, A. Zilges, Nucl. Phys. A **580** (1994) 263
- [256] H. Lehmann, A. Nord, A. E. de Almeida Pinto, O. Beck, J. Besserer, P. von Brentano, S. Drissi, T. Eckert, R.-D. Herzberg, D. Jäger, J. Jolie, U. Kneissl, J. Margraf, H. Maser, N. Pietralla, H. H. Pitz, Phys. Rev. C **60** (1999) 024308
- [257] R. Georgii, T. von Egidy, J. Klora, H. Lindner, U. Mayerhofer, J. Ott, W. Schauer, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, C. Schlegel, R. Schulz, V. A. Khitrov, A. M. Sukhovoij, A. V. Vojnov, J. Berzims, V. Bondarenko, P. Prokofjevs, L. J. Simonova, M. Grinberg, C. Stoyanov, Nucl. Phys. A **592** (1995) 307
- [258] T. Otsuka, J. N. Ginocchio, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 777
- [259] A. Leviatan, J. N. Ginocchio, Phys. Rev. C **61** (2000) 024305
- [260] D. Bohle, A. Richter, K. Heyde, P. van Isacker, J. Moreau, A. Sevrin, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1661
- [261] D. Guéry-Odelin, S. Stringari, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4452
- [262] O. M. Maragò, S. A. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Hechenblaikner, C. J. Foot, Phys. Rev. Lett., im Druck
- [263] A. Y. Abul-Magd, H. A. Weidenmüller, Phys. Lett. **162B** (1985) 223
- [264] S. Raman, T. A. Walkiewicz, S. Kahane, E. T. Journey, J. Sa, Z. Gásci, J. L. Weil, K. Allaart, G. Bonsignori, J. F. Shriner Jr., Phys. Rev. C **43** (1991) 521
- [265] J. F. Shriner Jr., G. E. Mitchell, Z. Phys. A **342** (1992) 53
- [266] C. E. Porter, R. G. Thomas, Phys. Rev. **104** (1956) 483
- [267] A. A. Adams, G. E. Mitchell, J. F. Shriner Jr., Phys. Lett. B **422** (1998) 13
- [268] C. I. Barbosa, T. Guhr, H. L. Harney, Phys. Rev. E, eingereicht; Los Alamos Preprint nucl-th/9911072
- [269] G. E. Mitchell, E. G. Bilpuch, P. M. Endt, J. F. Shriner Jr., Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1473
- [270] T. Guhr, private Mitteilung (1999)
- [271] N. Pietralla, Dissertation, Universität zu Köln (1996), D 38
- [272] U. Kneissl, private Mitteilung (1999)

- [273] P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, Nucl. Instr. and Meth. A **423** (1999) 480
- [274] H. Kaiser, P. von Brentano, E. Caurier, J. Eberth, J. Enders, A. Fitzler, C. Fransen, R.-D. Herzberg, L. Käubler, P. von Neumann-Cosel, N. Pietralla, A. Poves, H. Prade, A. Richter, H. Schnare, R. Schwengner, S. Skoda, H. G. Thomas, H. Tiesler, D. Weisshaar, I. Wiedenhöver, Nucl. Phys. A **660** (1999) 41
- [275] T. Hartmann, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt (1999), unveröffentlicht
- [276] A. Zilges, P. Mohr, Prog. Part. Nucl. Phys., im Druck
- [277] S. Ottini-Hustache, N. Alamanos, F. Auger, B. Castel, Y. Blumenfeld, V. Chiste, N. Frascaria, A. Gillibert, C. Jouanne, V. Lapoux, F. Marie, W. Mittig, J. C. Roynette, J. A. Scarpaci, Phys. Rev. C **59** (1999) 3429
- [278] S. Volz, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [279] E. Grosse, Phys. Bl. **54** (1998) 342
- [280] H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, N. Sei, Nucl. Instr. and Meth. A **353** (1994) 384
- [281] V. N. Litvinenko, B. Burnham, M. Emamian, N. Hower, J. M. J. Madey, P. Morcombe, P. G. O'Shea, S. H. Park, R. Sachtschale, K. D. Straub, G. Swift, P. Wang, Y. Wu, R. S. Canon, C. R. Howell, N. R. Roberson, E. C. Schreiber, M. Spraker, W. Tornow, H. R. Weller, I. V. Pinaev, N. G. Gavrilov, M. G. Fedotov, G. N. Kulipanov, G. Y. Kurkin, S. F. Mikhailov, V. M. Popik, A. N. Skrinsky, N. A. Vinokurov, B. E. Norum, A. Lumpkin, B. Yang, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4569
- [282] K. Vogt, Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [283] M. C. A. Campos, P. von Neumann-Cosel, F. Neumeyer, A. Richter, G. Schrieder, E. Spamer, B. A. Brown, R. J. Peterson, Phys. Lett. B **349** (1995) 433
- [284] A. W. Lenhardt, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, in Vorbereitung
- [285] W. Knüpfer, A. Richter, Phys. Lett. **101B** (1981) 375;
W. Knüpfer, A. Richter, Phys. Lett. **107B** (1981) 325;
W. Knüpfer, A. Richter, Z. Phys. A **320** (1985) 253

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meiner Dankbarkeit für die keineswegs selbstverständliche Unterstützung Ausdruck verleihen, die ich während meiner Arbeit von so vielen erfahren habe.

Herrn Professor Dr. Dr. h. c. mult. Achim Richter danke ich für seine Unterstützung, zahlreiche Hinweise und die Möglichkeit, meine Kenntnisse auf Konferenzen zu vertiefen.

Herrn Privatdozent Dr. Peter von Neumann–Cosel bin ich für viele Anregungen und seine stets offene Tür meine vielen Fragen betreffend dankbar.

I am indebted to Professor Dr. Chilakamarri ‘Chary’ Rangacharulu (Saskatoon, Canada) for countless discussions and sharing his intuitive understanding of physics with me.

I am grateful to Dr. Vladimir Ponomarev (Dubna, Russia) for the QPM calculations and many discussions on the theoretical description of nuclear excitations.

Herrn Privatdozent Dr. Thomas Guhr (Heidelberg) gilt mein Dank für lehrreiche Diskussionen bei der statistischen Analyse der Niveauabstände.

Herrn Professor Dr. Andreas Zilges danke ich nicht nur für die Übernahme des Korreferates, sondern auch für viele hilfreiche Gespräche.

Rat, Hilfe und Diskussionsbereitschaft des verstorbenen Herrn Dipl.–Phys. Norbert Huxel waren mir immer von großem Wert.

Frau Dipl.–Phys. Heike Kaiser hat mit unermüdlichem Fleiß zum Gelingen der Strahlzeit mit den Cluster–Detektoren beigetragen. Dafür und für ihre fast chronisch gute Laune gebührt ihr mein herzlicher Dank.

Für die gute Zusammenarbeit bei den Experimenten danke ich den unter Ref. [27] genannten Mitgliedern der Kollaboration aus Köln und Rossendorf.

Dank an die Beschleunigergruppe, an Frau Dipl.–Phys. Simone Richter und Herrn Dr. Otto Titze für Geduld und Kompetenz bei Hardware wie Software und an das Strahlenzentrum der Justus–Liebig–Universität Gießen für die Leihgabe des ^{206}Pb –Targets.

Concerning the shell model calculations I am indebted to Professor Dr. Aldo Covello and Dr. Angela Gargano (Naples, Italy).

Ich bin besonders dankbar für die gute Zusammenarbeit und große Hilfsbereitschaft meiner Kolleginnen und Kollegen im Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt, für zahlreiche Diskussionen und viele helfende Hände.

Diese Arbeit wurde unterstützt durch Mittel des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (1996–97) unter Förderkennzeichen 06 DA 665 I und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (seit 1997) unter Förderkennzeichen Ri 242/12-1/2.

Joachim Enders

Lebenslauf

Persönliche Daten

	geboren am 28. Mai 1971 in Frankfurt am Main
Eltern:	Erika und Karl Enders
Familienstand:	ledig
Bekenntnis:	römisch-katholisch
Staatsangehörigkeit:	deutsch

Schulbildung

Aug. 1977 – Juli 1981	Freiligrathschule, Frankfurt am Main
Aug. 1981 – Juni 1990	Heinrich-von-Gagern-Gymnasium, Frankfurt am Main
Juni 1990	Abitur

Hochschulbildung

Okt. 1990 – Dez. 1995	Studium der Physik (Diplom) an der Technischen Hochschule Darmstadt (heute: Technische Universität)
Sept. 1992	Diplom-Vorprüfung
Dez. 1995	Diplom-Hauptprüfung
Nov. 1994 – Dez. 1995	Diplomarbeit am Institut für Kernphysik Thema: "Inelastische Photonenstreuung an ^{52}Cr mit einem Euroball-Cluster-Detektor am S-DALINAC"
Dez. 1995	Studienabschluß mit Diplom
seit Feb. 1996	Doktorand (Wissenschaftlicher Angestellter) am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt